

T H E S E S

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
U N I V E R S I T E D E P A R I S

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Geneviève NIHOUL-BOUTANG

1^{re} THESE: " Etude de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ "

2^e THESE: Propositions données par la Faculté

Soutenue le 3. 10. 1969 devant la Commission d'examen

M.M.

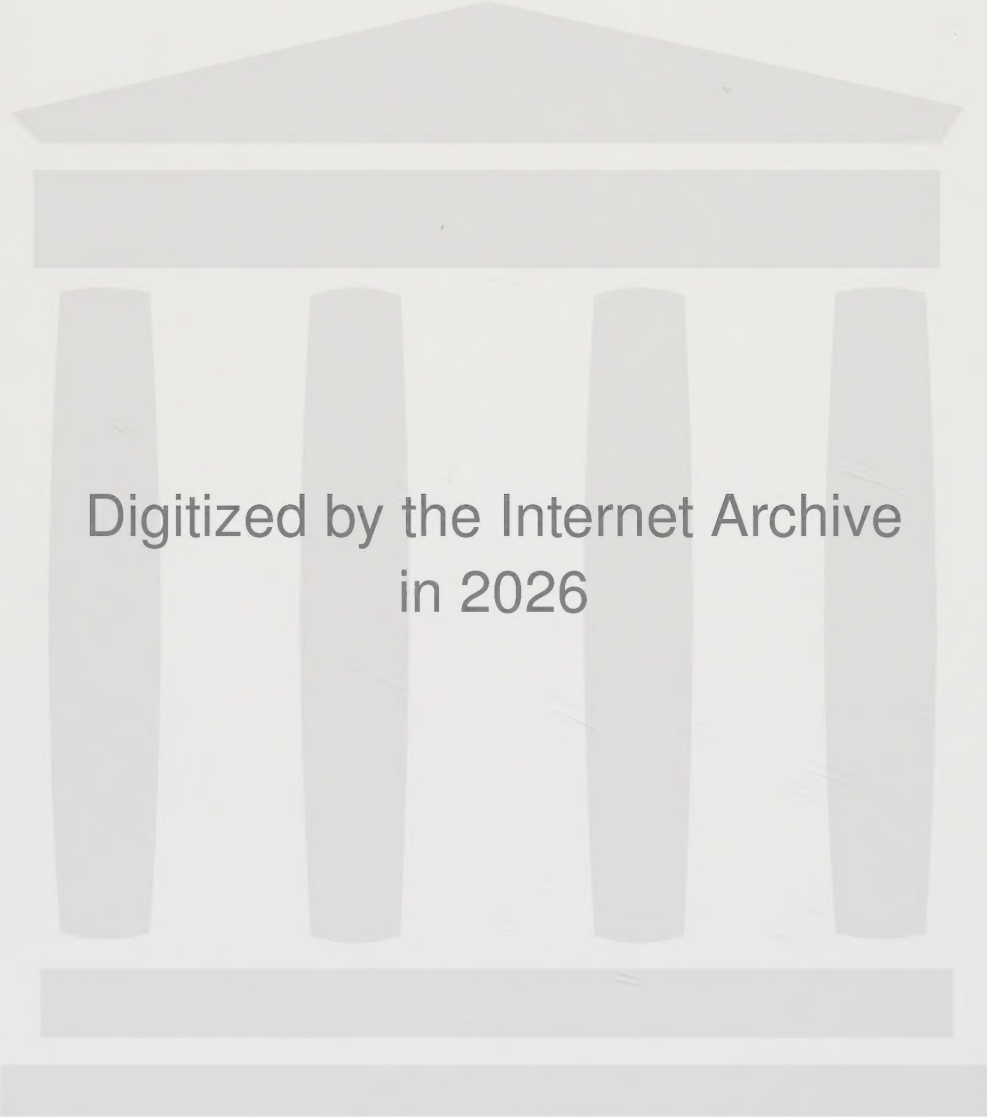
d'ESPAGNAT

Président

LEHMANN

LEPRINCE - RINGUET

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551519_0001

ien :

dent

nateurs

THESE DE DOCTORAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

d'ORSAY

par

Geneviève NIHOUL-BOUTANG

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : Etude de la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$.

soutenue le 3 Octobre 1969

devant la Commission d'Examen :

MM. d'ESPAGNAT

Président

LEHMAN

Examineurs

LEPRINCE-RINGUET



TABLE DES MATIERES

<u>Introduction de la violation de la symétrie CP</u>	1
I - Découverte des mésons K	1
II - Désintégration des mésons K^0	3
III - L'expérience de Princeton	6
IV - Théories conservant CP dans les interactions faibles	9
<u>La violation de la symétrie CP</u>	13
I - Description phénoménologique de $K^0 \rightarrow 2\pi$	13
II - Possibilités d'interactions ne concernant pas CP	21
<u>L'Expérience X 4</u>	
I - La prise des photographies	29
A - Description du faisceau	29
B - La Chambre à bulles à liquides lourds	37
II - Constitution d'un lot d'événements " 4γ "	41
A - Dépouillement et Sélection	41
B - Reconstruction géométrique	51
C - Estimation des erreurs de mesure	61
III - Analyse du lot d'événements 4γ	75
A - Méthode	75
B - Calcul du poids de chaque événement	79
C - Ajustement cinématique	81
D - Calcul des efficacités de détection	94
IV - Calcul du rapport $R = \frac{(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}$ et de η_{00}	106
A - Evaluation du nombre de désintégrations $K_L^0 \rightarrow 2\pi^-$	
B - Calcul du rapport $R = \frac{K_L^0 \rightarrow 2\pi^0}{K_L^0 \rightarrow 3\pi^0}$	111
C - Discussion sur η_{00}	113

INTRODUCTION

La mise en évidence, en 1964, du mode de désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, a obligé les physiciens à remettre en question l'invariance, sous la symétrie C P, des interactions connues (où P est la parité et C la conjugaison de charge). Cette invariance avait été introduite, en 1956, lorsqu'il s'avèra que les interactions faibles, responsables des désintégrations de la plupart des hadrons, n'étaient invariantes ni sous l'action de la parité, ni sous l'action de la conjugaison de charge. Le taux de désintégration observé pour la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, montre que la violation de symétrie est faible, de l'ordre de 10^{-3} . Depuis sa première observation, on a recherché de nouveaux effets de la violation de la symétrie C P. De nombreuses théories ont été proposées pour expliquer les effets observés, et il a été nécessaire de mesurer un certain nombre de paramètres caractérisant la violation de la symétrie C P.

L'étude que nous présenterons ici s'inscrit dans le cadre général de l'étude de ces paramètres. Nous avons calculé le facteur $|\eta_{00}|$ défini par :

$$|\eta_{00}| = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0)}$$

$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ et $A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ étant les amplitudes de désintégrations des deux mésons K neutres en deux pions neutres. Pour

calculer la valeur de $|\eta_{00}|$ nous avons mesuré le rapport

$$R = \frac{\text{taux de } K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0}{\text{taux de } K_L^0 \rightarrow 3\pi^0} \quad . \text{ Puis en nous servant des valeurs}$$

de rapports mesurés par ailleurs, nous avons déterminé

$$|\eta_{00}| = \frac{\text{taux de } K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0}{\text{taux de } K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0} \quad .$$

La mesure de R s'est faite à l'aide de photos de désintégration de K_L^0 prises dans la chambre à bulles à liquides lourds du CERN. La chambre, remplie de fréon lourd (CF_3Br) a été exposée à un faisceau de K_L^0 de moment moyen 900 MeV/c qui traversait la chambre dans un tuyau maintenu sous vide. Les désintégrations suivant le mode $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ se présentent sous la forme de n rayons γ (n étant inférieur ou égal à 6) pointant en un même point à l'intérieur du tuyau; les désintégrations $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ se présentent sous une forme identique, où n ne peut dépasser 4. On voit qu'on aura un bruit de fond important pour l'observation du mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ causé par les désintégrations $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$; le rapport signal à bruit de fond est de l'ordre de 1 à 40.

Nous séparerons ce rapport en deux parties d'inégale longueur. La première résume le contexte théorique dans lequel s'inscrit cette expérience. Après avoir brièvement rappelé ce que sont les mésons K neutres, et quelles sont leurs particularités, nous introduisons l'apparente violation de la symétrie CP observée dans l'été 1964. Nous parlons rapidement des tentatives pour expliquer l'expérience de Princeton sans introduire

de violation de C P et montrons ensuite comment on peut décrire phénoménologiquement la désintégration du K_L^0 en deux mésons π^0 , pour exposer enfin les différentes possibilités d'interactions violant C P.

La seconde partie de ce rapport décrit l'expérience X4 en détail. Après avoir expliqué dans quelles conditions ont été prises les photos, nous décrivons en détail le dépouillement et la mesure des événements à n rayons γ (où $n = 2, 3, 4, 5$ ou 6). Nous exposons ensuite la méthode qui a été mise au point pour analyser les événements à 4 γ : on a cherché à ajuster les valeurs caractérisant chaque γ (moments, angles de direction, coordonnées du point de matérialisation) de façon à reconstituer une désintégration suivant le schéma :

$$X \rightarrow 2 \pi^0 \rightarrow 4 \gamma$$

où la particule X a une masse et une énergie inconnues, mais un moment parallèle au faisceau K_L^0 . Les désintégrations $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ doivent évidemment donner une masse de X voisine de la masse du K_L^0 , alors que la plupart des désintégrations $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$ donneront une masse de X nettement inférieure à la masse du K_L^0 . A l'aide de cette méthode, on obtient une bonne séparation signal - bruit de fond, malgré l'importance du bruit de fond. Nous donnons finalement les résultats obtenus par la collaboration pour le rapport R cherché et en déduisons $|\eta_{00}|$. Après avoir rappelé les résultats obtenus expérimentalement pour $|\eta_{00}|$ nous concluons en comparant notre résultat aux prédictions théoriques.

INTRODUCTION DE LA VIOLATION DE LA SYMETRIE CP

I - DECOUVERTE DES MESONS K

En 1947, Butler et Rochester⁽¹⁾, observèrent, en étudiant des rayons cosmiques, de nouvelles particules dont les propriétés ne coïncidaient pas avec celles des particules déjà connues. Tout d'abord, le taux de production de ces particules, du même ordre que celui des mésons π , semblait indiquer que ces particules interagissaient fortement avec les nucléons. Dans ce cas, la vie moyenne attendue devait être de l'ordre de 10^{-22} sec., alors que la vie moyenne observée était de l'ordre de 10^{-10} sec.. D'autre part, on assistait toujours à la production de plusieurs de ces particules ("production associée"), alors qu'aucune loi connue ne permettait d'expliquer ce phénomène.

En 1953, l'introduction d'un nouveau nombre quantique, l'étrangeté, par Gell-Mann et Nishijima⁽²⁾, permit d'expliquer ces deux phénomènes. L'étrangeté, S , d'une particule, est introduite par la relation

$$Q = I_3 + \frac{B}{2} + \frac{S}{2}$$

où B est le nombre baryonique, Q la charge électrique et I_3 la troisième composante de spin isotopique. Nous savons que le nom-

bre baryonique est conservé par toutes les interactions : la meilleure vérification expérimentale en est la stabilité du proton, baryon de plus petite masse (vie moyenne supérieure à 6×10^{27} années). De même Q , la charge électrique, est également conservée par toutes les interactions : cette conservation est actuellement la seule manière d'expliquer la stabilité des atomes. Quant à l'isospin, il est conservé par les interactions fortes : Gell-Mann et Nishijima proposèrent d'étendre le concept de spin isotopique aux particules étrangères. L'étrangeté doit donc être conservée par les interactions fortes.

Les particules à interactions fortes connues avant 1947, nucléon et méson π , ont une étrangeté nulle. Si on admet que les particules dont le comportement diffère de celui du nucléon et du méson π , ont une étrangeté différente de 0, on peut expliquer les anomalies observées :

- production associée : la production a lieu par interaction forte, d'après le taux de production. L'étrangeté de l'état initial étant nulle, l'étrangeté de l'état final doit l'être aussi, d'où nécessité de produire au moins 2 particules d'étrangeté différente de 0.

- taux de désintégration : les produits de désintégration observés sont des particules à étrangeté nulle (proton, mésons π). On ne peut donc avoir conservation de l'étrangeté et la désintégration ne se produit pas par interaction forte. Il faut introduire une interaction ne conservant pas l'étrangeté, et d'intensité beaucoup plus faible.

Considérons maintenant plus particulièrement le méson K

dont les désintégrations en 2π , 3π et $\pi e\nu$ avaient déjà été observées. On lui attribue l'étrangeté + 1. On a :

$$I_3^{K^0} = -\frac{1}{2}$$

Il doit donc exister une autre composante, de charge + 1, et ayant

$$I_3^{K^+} = +\frac{1}{2}$$

Cette particule, le K^+ , a été mise en évidence peu après le K^0 . On a également observé une particule de charge négative et de même masse, qui apparaît tout naturellement comme l'antiparticule du K^+ . Ce K^- appartient donc à un doublet d'isospin, d'étrangeté - 1, dont l'autre membre est l'antiparticule du K^0 .

On voit que l'on a une particule et son anti-particule qui ne diffèrent que par leur étrangeté. Pour les interactions fortes qui conservent l'étrangeté, ces deux particules sont deux états différents. Mais les interactions faibles, responsables de la désintégration du K^0 , permettent de passer de K^0 à $\bar{K}^0$; ces particules ne constituent pas deux états distincts. On a dégénérescence de l'état méson K neutre.

II - DESINTEGRATION DES MESONS K^0

a) Avec conservation de C

Cette dégénérescence du K^0 et du $\bar{K}^0$ entraîne des propriétés particulières pour la désintégration de l'état K neutre. Ni

le K^0 ni le $\bar{K}^0$ ne vont se désintégrer en suivant une loi exponentielle comme les autres particules instables. En 1954, Gell-Mann et Pais⁽³⁾ ont suggéré de considérer des états différents du K^0 et du $\bar{K}^0$ pour décrire la désintégration du K neutre. On définit :

$$|K_1^0\rangle = \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

où l'on a : $|\bar{K}^0\rangle = C |K^0\rangle$ avec $C^2 = 1$

C étant l'opérateur conjugaison de charge.

Ces deux états sont linéairement indépendants. En 1954, les interactions faibles étaient supposées invariantes par conjugaison de charge. Dans ce cas, le K_1^0 ne peut donner que des états de nombre C = + 1, et le K_2^0 donne des états où C = - 1. En particulier l'état K_1^0 se désintègre en 2 pions alors que le K_2^0 ne peut se désintégrer qu'en 3 corps. On conclut donc que le K_2^0 doit avoir une vie moyenne nettement plus longue que celle du K_1^0 .

Le K_2^0 , composante à vie longue, a été recherché auprès d'accélérateurs. En 1956, un groupe de physiciens de Columbia et Brookhaven (Landé et al.)⁽⁴⁾ ont observé des désintégrations compatibles avec :

$$K^0 \rightarrow \pi e \gamma$$

en exposant une chambre de Wilson à un faisceau neutre ayant parcouru une longueur de l'ordre de 100 fois la longueur de désinté-

gration du K^0_1 .

b) Avec conservation de CP

En 1956, l'étude des désintégrations des K^+ en 2 et 3 pions conduit Lee et Yang⁽⁵⁾ à postuler la non conservation de la parité et de la conjugaison de charge dans les interactions faibles.

L'étude de la désintégration des noyaux de Co^{60} polarisés, réalisée par Wu, confirme cette hypothèse.

A partir de cette date, on traite les interactions faibles en supposant C et P non conservés, mais leur produit CP conservé. Cette nouvelle hypothèse est due primitivement à Landau⁽⁶⁾ qui en 1957, a montré que les résultats expérimentaux étaient compatibles avec cette hypothèse, et que dans ce cas, aucun effet d'asymétrie n'est décelable. Dans cette hypothèse, la théorie de Gell-Mann et Pais reste valable, en remplaçant C par CP:

$$| \overline{K^0} > = CP | K^0 >$$

On a alors :

$$CP | K^0_1 > = | K^0_1 >$$

$$CP | K^0_2 > = - | K^0_2 >$$

Les résultats de Gell-Mann et Pais restent vrais. En particulier l'état K^0_2 ne peut se désintégrer en deux pions. En effet, pour un système neutre de 2 pions, on a :

$$P = (-)^L$$

$$C = (-)^I$$

où l est le moment angulaire des deux pions, soit 0 puisque le K et π ont un spin nul.

I est le spin isotopique du système dipion, soit 0, 1 ou 2. Dans le cas où l est pair, l'application de la statistique de Bose entraîne que le spin isotopique doit être pair également. On aura donc :

$$C^{I, I_3} = +$$

Seul l'état K^0_0 peut se désintégrer en 2 mésons π dans le schéma postulé par Gell-Mann et Pais.

III - L'EXPERIENCE DE PRINCETON

a) Observation du mode $K^0_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Si les résultats expérimentaux connus vers 1957 sont compatibles avec l'hypothèse de la conservation de CP dans les interactions faibles quelques physiciens ont montré dès 1962 (Sachs et Treiman, Pais⁽⁷⁾) que s'il existait une violation de CP, il était très difficile de la mettre en évidence. En fait, il semble bien qu'on ne peut, compte-tenu de la précision des expériences, mettre une violation de CP en évidence que dans les désintégrations des mésons K neutres, qui sont jusqu'à présent les seuls exemples de particules se mélangeant avec leurs conjugués de charge. En 1963, Treiman, en particulier, a recommandé la recherche du mode de désintégration $K^0_0 \rightarrow 2\pi$, la précision des expériences ne permettant alors que de mettre une limite supérieure au rapport d'embranchement du $K^0_0 \rightarrow 2\pi$ aux autres modes :

$$\frac{K^0_S \rightarrow 2 \pi}{K^0_S \text{ tous modes}} < \frac{1}{300}$$

En 1964, une équipe de physiciens de Princeton, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay⁽⁸⁾, décidait d'améliorer cette limite en utilisant des chambres à étincelles. Ils observaient (45±9) événements correspondant à la désintégration

$$K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

ce qui donnait un rapport :

$$\frac{K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K^0_S \rightarrow \text{tous modes chargés}} = (2.0 \pm .4) \times 10^{-3}$$

Ce résultat a été confirmé presque immédiatement (Abashian et al.⁽⁹⁾) par une expérience où les désintégrations avaient lieu dans le vide. Depuis, de nombreuses expériences ont à nouveau mis en évidence ce mode de désintégration. On a actuellement :

$$\frac{K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K^0_S \rightarrow \text{tous modes}} = (1.57 \pm .04) \times 10^{-3}$$

b) S'agit-il de $K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$?

La première objection qu'on peut faire à ce résultat est qu'il n'est pas prouvé qu'il s'agit réellement d'une désintégration K^0_S en deux mésons π^+ et π^- . Pour vérifier que la particule dont on observe la désintégration est bien un K^0_S , il faudrait prouver non seulement que la masse est bien celle du K^0_S , ce qui est vérifié à environ 1 MeV près, mais aussi que sa vie

moyenne est égale à celle du K_L^0 , ce qui est beaucoup plus difficile. De même, il faudrait vérifier que les produits de la désintégration sont bien des pions.

L'observation d'interférences dans les états $\pi^+\pi^-$ permet de se dispenser de toutes ces vérifications. On observe un faisceau neutre contenant des K_L^0 et éventuellement la particule hypothétique, K'^0 , de masse voisine de celle du K_L^0 , qui simule la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. L'introduction d'un régénérateur dans ce faisceau provoque la régénération de K_L^0 à partir des K_L^0 ; ces K_L^0 se désintègrent en 2 pions. L'étude du nombre de systèmes dipions après le régénérateur montre l'existence d'interférence. On prouve ainsi :

- que les produits de désintégration observés sans régénérateur sont identiques aux pions produits dans la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$,
- que l'éventuelle particule, simulant le K_L^0 , est cohérente avec les K_L^0 dans le faisceau.

On peut donc conclure avoir vraisemblablement observé la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Ce résultat est en contradiction avec la théorie exposée précédemment. Il faut donc abandonner cette théorie. Néanmoins plusieurs tentatives ont été faites pour expliquer cette expérience tout en gardant l'hypothèse de la conservation de CP par les interactions faibles, et il est intéressant de les passer en revue.

IV - THEORIE CONSERVANT CP DANS LES INTERACTIONS FAIBLES

a) Existence d'un potentiel à grand rayon d'action

Introduite d'une part par Bell et Perring⁽¹⁰⁾, d'autre part par Bernstein, Cabibbo et Lee⁽¹¹⁾, cette théorie suppose l'existence d'une force à grand rayon d'action qui serait couplée différemment aux particules et aux anti-particules, comme les forces électromagnétiques. Cette force serait par exemple couplée à l'hypercharge. Dans ce cas l'apparente violation de CP serait due à la prépondérance de la matière sur l'antimatière dans notre galaxie. Cette force induirait une énergie potentielle de $1/2 V$ par exemple pour le K^0 et $-1/2 V$ pour le $\bar{K}^0$; elle est prise suffisamment faible pour n'être décelable que dans des expériences où de très petites différences d'énergie sont mesurables, comme celle de Christenson et al. ($\sim 10^{-8}$ eV). Dans ce cas, les états propres de l'Hamiltonien total ne sont plus des combinaisons du K^0 et du $\bar{K}^0$, combinaisons qui ont un nombre CP défini, mais de nouvelles combinaisons :

$$|K_S^0\rangle = (1+\varepsilon) |K^0\rangle + (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle$$

$$|K_L^0\rangle = (1+\varepsilon) |K^0\rangle - (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle$$

où le K_S^0 et le K_L^0 sont les états de K neutres ayant une vie moyenne respectivement courte et longue. On voit que l'état à vie moyenne longue, que nous appellions K_S^0 , contient en fait une petite proportion de K^0 , (état CP = + 1) :

$$|K_0^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-| > |K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-| > |K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-|$$

et peut donc se désintégrer en 2 pions avec un taux proportionnel à $\mathcal{E}^2$.

En calculant ce terme $\mathcal{C}$ on trouve qu'il est proportionnel à l'énergie de la particule, si le champ extérieur est un champ vectoriel. Le taux de désintégration devrait donc varier comme le carré de l'énergie de la particule. Le tableau I montre les résultats d'expériences faites avec des K d'énergies différentes :

Expériences	Moment moyen du K^0	$R = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- + \pi^0)}$	R attendu
Christenson et al. (8)	1.1 GeV/c	$(2.0 \pm .4) \times 10^{-3}$	$(160 \pm 30) \times 10^{-3}$
De Bouard et al. (12)	10.7 GeV/c	$(2.24 \pm .23) \times 10^{-3}$	
Galbraith et al. (13)	3.2 GeV/c	$(2.08 \pm .35) \times 10^{-3}$	
Fitch et al. (14)	1.5 GeV/c	$(1.97 \pm .18) \times 10^{-3}$	$(13.4 \pm 3.0) \times 10^{-3}$

Tableau I

Dans la 4^e colonne, on a calculé les valeurs attendues d'après la théorie d'un potentiel à longue portée. On voit que les expériences faites permettent d'écarter définitivement cette hypothèse.

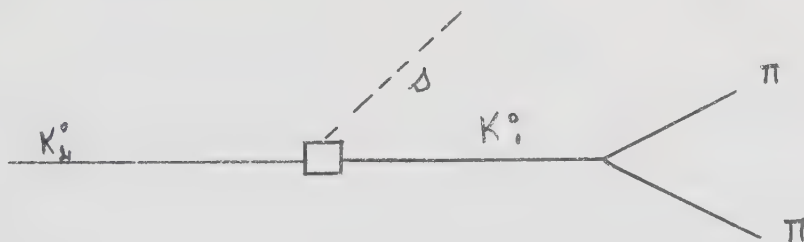
b) Existence d'une particule ϕ de masse très faible

Lévy et Nauenberg⁽¹⁵⁾ ont proposé l'existence d'un boson neutre, de masse inférieure à la différence de masse entre le K_1^0 et le K_2^0 , et de nombre CP = - 1. Si une telle particule ϕ existe, on peut expliquer la désintégration observée par la séquence :

$$K_2^0 \rightarrow K_1^0 + \phi$$

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

qu'on peut représenter par le graphe :



Cette théorie a été infirmée par l'observation d'interférences entre les états $\pi^+ \pi^-$ provenant du K_2^0 et les états $\pi^+ \pi^-$ provenant de K_1^0 régénérés à partir du faisceau de K_2^0 . On voit en effet, que si on admet la séquence ci-dessus, l'état final $\pi^+ \pi^- \phi$ du K_2^0 ne peut interférer avec l'état $\pi^+ \pi^-$ provenant de K_1^0 régénérés.

c) Modifications de concepts plus fondamentaux

Finalement quelques suggestions ont été faites pour essayer de changer des notions de base de mécanique quantique. Laurent et Roos⁽¹⁶⁾ ont proposé d'abandonner le principe de superposition et ont montré que dans ce cas, la désintégration observée

n'impliquait pas la violation de la symétrie CP. Comme personne n'a jusqu'à présent proposé un autre formalisme pour remplacer la mécanique quantique, cette suggestion ne permet guère de prévoir d'autres phénomènes. Messiah et Greenberg⁽¹⁷⁾ ont fait remarquer que pour que la conservation de la symétrie CP interdise la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il faut faire intervenir la théorie statistique de Bose (voir plus haut). Si celle-ci n'était pas valable exactement, la désintégration observée pourrait se produire. Néanmoins, dans le cas de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il n'est nul besoin de cette théorie : sans principe de symétrisation, l'état $\pi^0 \pi^0$ est toujours symétrique et donc de nombre CP = + 1. L'observation répétée de cette désintégration (même si les taux de production annoncés diffèrent), permet de dire que cette désintégration existe, ce qui infirme cette dernière hypothèse. Signalons enfin, pour être complets, l'article de Lalovic⁽¹⁸⁾, qui rappelle que la théorie quantique est en désaccord avec la relation d'incertitude énergie-temps, et que si l'on suppose celle-ci valable, l'existence de la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ ne prouve pas la violation de la symétrie CP.

LA VIOLATION DE LA SYMETRIE CP

I - DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DE LA DESINTEGRATION

$$\underline{K^0 \rightarrow 2 \pi}$$

Nous faisons l'hypothèse de la conservation des interactions par le produit T C P.*

On considère un état de mésons K neutres, décrit par:

$$\psi(\tau) = a(\tau) |K^0\rangle + b(\tau) |\bar{K}^0\rangle$$

τ est le temps propre et $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ sont les états propres

* D'une part, on montre que dans toute théorie quantique des champs locale, invariante par rapport aux transformations de Lorentz propres, on doit avoir invariance par rapport au produit, effectué dans n'importe quel ordre, des symétries, T, C et P. D'autre part la validité de la conservation de TCP est compatible avec les résultats expérimentaux. Pour les interactions fortes, on vérifie l'égalité des masses particule-antiparticule. On a actuellement la limite :

$$\left| \frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_K} \right| \lesssim 10^{-17}$$

Pour les interactions faibles, on se base sur les taux de vie des particules et antiparticules qui doivent être égaux. On a :

$$\begin{aligned} (\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-}) / (\tau_{\mu^+} + \tau_{\mu^-}) &= (0. \pm .5) \times 10^{-3} \\ (\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-}) / (\tau_{\pi^+} + \tau_{\pi^-}) &= (.32 \pm .35) \times 10^{-3} \\ (\tau_{K^+} - \tau_{K^-}) / (\tau_{K^+} + \tau_{K^-}) &= (.25 \pm .5) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

On voit qu'il semble un peu tôt pour supposer la violation de TCP

de l'Hamiltonien H des interactions fortes et électromagnétiques:

$$H_1 = H_{ST} + H_\gamma$$

Ce sont des états d'étrangeté définie, égale respectivement à $+1$ et -1 . On a :

$$|\bar{K}^0\rangle = CPT |K^0\rangle$$

L'étrangeté S est conservée par les interactions fortes et électromagnétiques. La transformation générée par $e^{iS\chi}$ (χ étant un nombre réel), ne change pas l'Hamiltonien H_1 . Sous cette transformation, on a :

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &\rightarrow e^{i\chi} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle &\rightarrow e^{-i\chi} |\bar{K}^0\rangle \end{aligned}$$

La phase relative de K^0 et $\bar{K}^0$ n'est pas une quantité observable, on peut donc la choisir arbitrairement. Il est commode⁽¹⁹⁾ de définir cette phase par la convention :

$$A_0 = \langle 2\pi_{I=0} | H_W | K^0 \rangle \text{ est réel.}$$

où : $|2\pi_{I=0}\rangle$ est l'état dipion, d'isospin total nul

: H_W est l'hamiltonien des interactions faibles.

a) Calcul des états de désintégration

L'introduction des interactions faibles permet la désintégration du méson K neutre. Elle permet aussi la transformation de K^0 en $\bar{K}^0$ et réciproquement. Pour étudier la désintégration du méson K , nous devons donc étudier les deux états à la fois, et étudier l'évolution au cours du temps de la fonction ψ définie

plus haut. La dépendance en temps de Ψ est donnée par :

$$i \frac{d \Psi}{d \tau} = H \Psi \quad (1)$$

où H est une matrice 2×2 . Cette expression est l'équation linéaire la plus générale que l'on puisse écrire. On peut montrer que l'invariance sous TCP des interactions faibles entraîne :

$$H_{K^0 K^0} = H_{\overline{K}^0 \overline{K}^0}$$

On peut toujours écrire H sous la forme :

$$H = \begin{pmatrix} \lambda_+ & \lambda / r \\ \lambda_- r & \lambda_+ \end{pmatrix}$$

Les 2 vecteurs propres de H sont solutions de l'équation :

$$H \phi = \lambda \phi$$

et sont :

$$\phi_{+,-} = (1 + |r|^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm r \end{pmatrix}$$

$$\lambda_{+,-} = \lambda_+ \pm \lambda_-$$

Ces états ϕ_+ et ϕ_- , sont des solutions particulières de l'équation (1), qui ont une dépendance exponentielle décroissante en fonction du temps. Ce sont les états à vie moyenne définie, soit :

$$|K_S^0\rangle = (1 + |r|^2)^{-1/2} (|K^0\rangle + r |\overline{K}^0\rangle)$$

$$|K_L^0\rangle = (1 + |r|^2)^{-1/2} (|K^0\rangle - r |\overline{K}^0\rangle)$$

b) Description de $K \rightarrow 2\pi$

Le K^0 peut se désintégrer soit en $\pi^+\pi^-$ soit en $\pi^0\pi^0$.
Il est commode de travailler plutôt avec des états d'isospin défini. On a :

$$|\pi^+\pi^- \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\sqrt{2} |I=0\rangle + |I=2\rangle \right]$$

$$|\pi^0\pi^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[|I=0\rangle - \sqrt{2} |I=2\rangle \right]$$

On peut alors écrire les amplitudes ⁽¹⁹⁾ :

$$(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = \left[3(1+|r|^2) \right]^{-1/2} e^{i\delta_0} \left[\sqrt{2} A_0(1 \pm r) + (A_2 \pm A_2^* r) e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \right]$$

$$(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \left[3(1+|r|^2) \right]^{-1/2} e^{i\delta_0} \left[A_0(1 \pm r) - \sqrt{2} (A_2 \pm A_2^* r) e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \right]$$

où A_0 et A_2 sont les amplitudes de désintégration en un état d'isospin $I = 0$ ou 2 , et δ_0 et δ_2 sont les déphasages de diffusion dus aux interactions fortes dans les états finals 2π d'isospin 0 et 2 .

c) Analyse des amplitudes pour $r \approx 1$

Nous savons que la violation de CP est petite, et par conséquent r est peu différent de 1^* . Il est commode de définir :

★ En particulier on montre que l'on a :

$$|\xi|^2 = |K_S^0 | K_L^0 \rangle|^2 = \left| \frac{1-|r|^2}{1+|r|^2} \right|^2 \leq \frac{\gamma_1 \gamma_2}{(m_1 - m_2)^2 + 1/4} (\gamma_1 + \gamma_2)^2$$

soit, pour les valeurs expérimentales actuelles : $|m_1 - m_2| \approx 0.5 \gamma$,

$$\gamma_2 \gamma_1 \approx 1.7 \times 10^{-3}$$

$$|\xi| < 0.06$$

$$\mathcal{E} = \frac{1-r}{1+r}$$

$\mathcal{E}$ est expérimentalement de l'ordre de 10^{-3} et nous négligerons donc les termes d'ordre supérieur à 1. On a :

$$|K_S^0\rangle = \frac{|K_1^0\rangle + \epsilon |K_2^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

où K_1^0 et K_2^0 sont les combinaisons linéaires en proportions égales de $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$. Les paramètres mesurables sont :

$$\eta_+ = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

En écrivant ces rapports en fonction de $\mathcal{E}$ plutôt que de r on obtient :

$$\eta_{+-} = \mathcal{E} + \frac{\mathcal{E}'}{1+\Delta}$$

$$\eta_{00} = \mathcal{E} - \frac{2\mathcal{E}'}{1-2\Delta}$$

où :

$$\mathcal{E}' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\gamma_m A_2}{A_0} e^{+i(\delta_2 - \delta_0)}$$

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R_e A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Le paramètre Δ est négligeable si on admet la règle $\Delta I = 1/2$ (qui interdit la désintégration $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ en un état 2π d'isospin 2 et la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$). L'observation de cette dernière réaction permet d'évaluer : $\text{Re } A_2/A_0 \sim 4.5\%$. Nous le négligerons devant 1). On aura donc :

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \mathcal{E} + \mathcal{E}' \\ \eta_{00} &= \mathcal{E} - 2\mathcal{E}' \end{aligned} \quad (2)$$

Si l'invariance sous CP est respectée, on doit évidemment avoir $\eta_{+-} = \eta_{00} = 0$.

Dans ces expressions : $\mathcal{E}$ représente la présence d'une composante CP = + 1 dans le méson K neutre à longue vie moyenne.

$\mathcal{E}'$ représente une non-invariance sous CP des amplitudes de désintégration en 2π .

d) Représentation graphique

Il est commode de tracer le diagramme proposé par Wu et Yang⁽¹⁹⁾. La connaissance des paramètres η_{+-} et η_{00} permet de connaître $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$. Pour le moment η_{+-} est bien connu en module et en phase. L'expérience étudiée dans cet ouvrage mesure le module de η_{00} , pour lequel les valeurs existantes actuellement sont en désaccord. $\text{Re } \mathcal{E}$ a été mesuré également. On a :

$$|\eta_{+-}| = (1.90 \pm .05) \times 10^{-3}$$

$$|\phi_{+-}| = (39.8^\circ \pm 6^\circ)$$

$$\text{Re } \mathcal{E} = (1.42 \pm .17) \times 10^{-3}$$

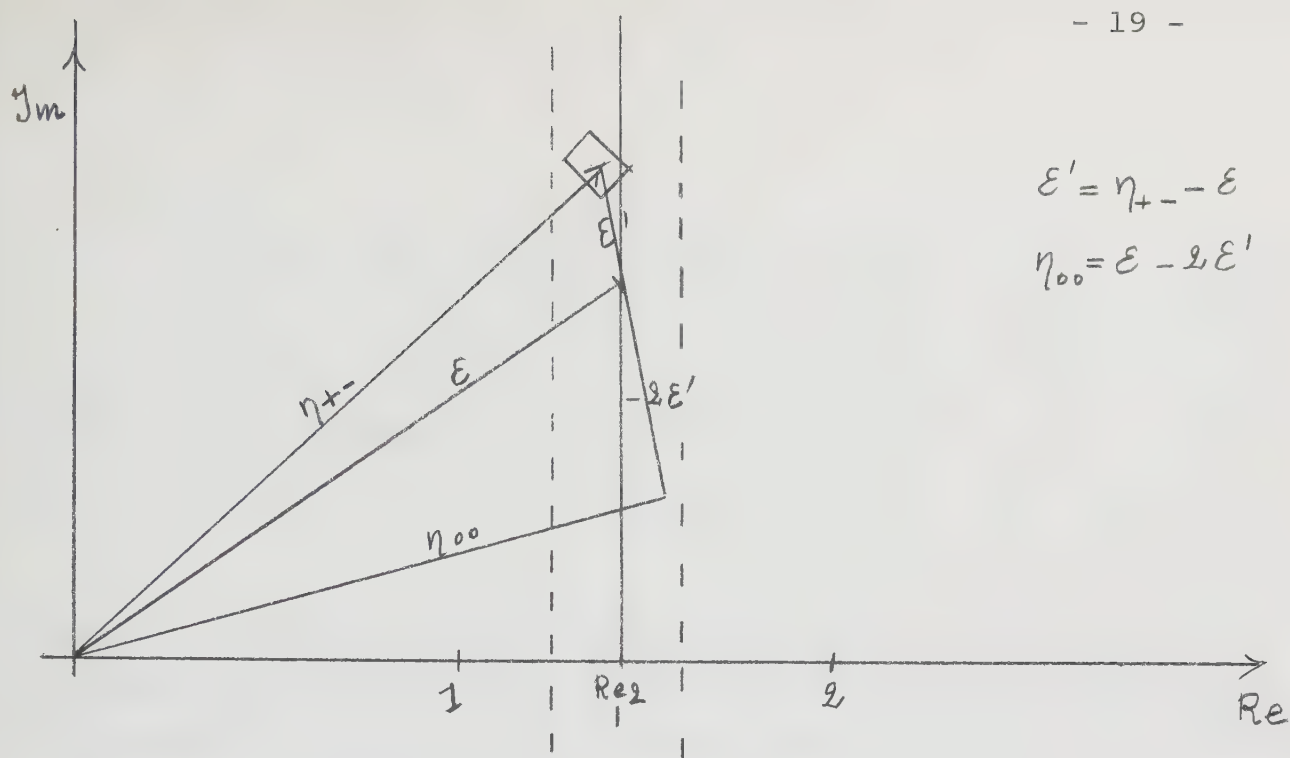


Figure 1a

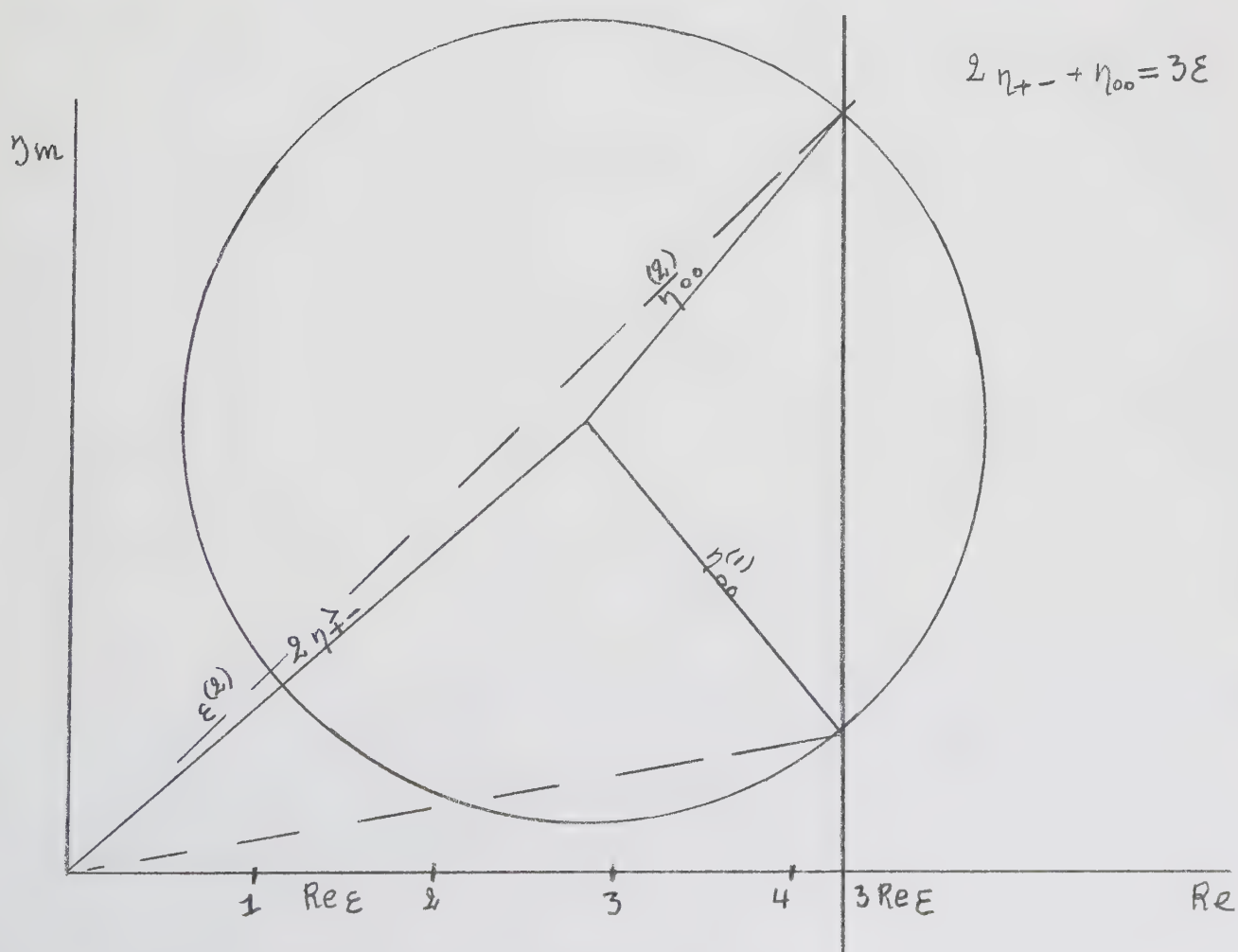


Figure 1b

Avec ces valeurs, on peut situer le point extrémité du vecteur η_+ dans le plan complexe, ainsi que la bande où peut se trouver l'extrémité du vecteur $\mathcal{E}$. Nous montrons en figure 1(a) comment on peut achever la construction pour une valeur de $\mathcal{E}$ arbitrairement choisie. La connaissance du module de $|\eta_0|$ nous permettra de réduire les valeurs possibles pour $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ à 2 couples, comme le montre la figure 1(b).

Signalons enfin, qu'avec la convention de phase entre K^0 et $\bar{K}^0$ que nous avons adopté on peut montrer théoriquement que la phase de ϵ est approximativement (à mieux que 30 %) donnée par :

$$\phi_{\epsilon} = \text{Arctg} \left[\frac{2 m_2 - m_1}{\gamma_1 - \gamma_2} \right]$$

soit avec les mesures actuelles :

$$\phi_{\epsilon} = 45^{\circ} \text{ ou } 225^{\circ}$$

II - POSSIBILITES D'INTERACTIONS NE CONSERVANT PAS CP

Nous écrirons l'Hamiltonien de l'interaction responsable de la désintégration observée sous la forme :

$$H_G + H_F$$

H_G est l'Hamiltonien d'interaction faible, qui est invariant séparément sous CP et T et qui respecte la règle $\Delta S \neq 2$ (S est l'étrangeté).

H_F est l'Hamiltonien d'une nouvelle interaction qui ne conserve pas CP, et dont nous ne connaissons pas le comportement par rapport à l'étrangeté.

Ces deux hamiltoniens sont caractérisés par des constantes de couplage G et F ; G la constante de Fermi G_V . Nous cherchons l'ordre de grandeur de F .

a) Interactions avec $\Delta S = 0$

La désintégration $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ est produite par la superposition de cette interaction ($\Delta S = 0$, CP non conservé) et d'une interaction faible ($|\Delta S| = 1$, CP conservé). On aura donc un effet de second ordre qu'on peut schématiser par :

$$K_L^0 \xrightarrow[\text{CP}]{\Delta S = 0} X \xrightarrow[\text{CP}]{|\Delta S| = 1} 2\pi$$

X doit avoir les nombres quantiques $B = 0$, $CP = 1$. Appelons F_0 la constante caractérisant cette interaction. L'amplitude pour la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ sera proportionnelle à $F_0 G$. Expérimentalement, on sait que l'on a :

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$$

On doit donc avoir :

$$|A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)| \sim 10^{-3} G$$

Dans le cas d'une interaction conservant l'étrangeté, on peut donc admettre comme ordre de grandeur :

$$F_0 \sim 10^{-3}$$

L'interaction proposée est donc beaucoup plus forte que les interactions faibles. Elle rejoint en intensité l'interaction électromagnétique. Par définition, elle viole la symétrie CP. Expérimentalement, la conservation de la parité dans les interactions fortes et électromagnétiques est vérifiée à mieux que 10^{-3} . Il est donc nécessaire d'étudier une interaction conservant P mais violant C et T si l'on accepte le théorème TCP. Une revue sérieuse des tests sur l'invariance sous C et T des interactions fortes ou électromagnétiques, faite peu après la découverte du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ⁽²¹⁾, montre que ces invariances sont très mal vérifiées.

Prentki et Veltman⁽²²⁾ ont proposé d'identifier cette interaction violant CP avec l'interaction responsable de la violation de SU 3 dans les interactions fortes, ou interaction semi-forte. Dans ce cas on devrait observer des asymétries particule-antiparticule dans les produits de l'annihilation proton-antiproton. Ces asymétries n'ont pas été trouvées, et la limite actuelle, bien que ne pouvant permettre d'exclure cette interaction, rend

peu probable cette possibilité.

Une autre possibilité est d'assimiler l'interaction responsable de la violation de CP à l'interaction électromagnétique.⁽²³⁾ Dans ce cas, l'étude des désintégrations du η^0 est particulièrement intéressante. La recherche du mode $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (interdite par échange d'un photon si l'invariance sous C est valable) a été faite, et une limite supérieure déterminée :

$$\frac{\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-}{\eta^0 \rightarrow 2\gamma} < 9 \cdot 10^{-4} \quad (\text{Baglin et al.}) \quad (24)$$

La recherche d'asymétrie dans les spectres de particules chargées du mode $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ a été faite également, et un résultat récent donne $(1.5 \pm .5) \%$. Néanmoins la situation théorique dans ce domaine est loin d'être claire. Pour le premier mode, la faible valeur du taux peut être expliquée suivant les règles de sélection en isospin; pour le second résultat, des interférences entre le faible bruit de fond et le mode principal (état $I = 1$) pourraient produire l'effet observé.

Le test le meilleur que l'on puisse actuellement faire pour vérifier la conservation de C dans les interactions électromagnétiques est la mesure du moment électrique dipolaire du neutron. Une violation de C donne un moment :

$$d \sim 10^{-19} \text{ cm}$$

La dernière limite expérimentale est de $(2 \pm 2) \times 10^{-23} \text{ cm}$, ce qui est un argument sérieux contre ce genre d'interaction pour la violation de CP.

b) Interactions avec $|\Delta S| = 1$

L'hypothèse la plus simple est de supposer que les interactions faibles contiennent une partie violant CP et ayant la règle de sélection $|\Delta S| = 1$. Dans ce cas, la constante de couplage, F_1 , serait de l'ordre :

$$F_1 \sim 10^{-3} G$$

De nombreuses théories⁽²⁶⁾ ont été proposées pour introduire cette composante. Un certain nombre de tests ont été exposés, pour vérifier l'existence d'une amplitude violant CP ou T (si l'on admet l'invariance sous TCP).

Les tests sur la violation de T (désintégration β , désintégration du Λ , polarisation transverse du muon dans la désintégration $K_{\mu 3}$) n'ont pas, pour le moment, suffisamment de sensibilité pour permettre de conclure.

La violation de CP a, par contre, été bien établie, non seulement par l'existence du mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, mais par l'observation d'asymétrie de charge dans la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \ell^\mp + \nu$.

Ces théories, dites milli-faibles, sont donc compatibles avec nos connaissances expérimentales. Il est pourtant à remarquer que il sera très difficile de les infirmer expérimentalement.

c) Interactions avec $|\Delta S| = 2$ ⁽²⁶⁾

Une interaction de ce type pourrait induire le mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, en agissant avec les interactions faibles suivant le schéma :

$$K_L^0 \xrightarrow[F_2]{|\Delta S|=2} K_S^0 \xrightarrow[G]{} 2\pi$$

Dans ce cas l'élément de matrice a un coefficient de l'ordre de $F_2 G$, mais on a au dénominateur un terme en énergie de l'ordre de $|m_{K_L^0} - m_{K_S^0}|^2$ soit $G^2 m_p^2$ (où m_p^2 a été introduit pour des raisons de dimensions).

On aura donc :

$$\frac{F_2 G}{G^2 m_p^2}$$

soit

$$F_2 \sim 10^{-8} G$$

Cette interaction est donc plus faible qu'une interaction faible au second ordre. Dans le cas d'une telle interaction, les seuls effets observables seront ceux dus à la perturbation de la matrice de masse du K neutre. Ces effets seront décrits par un seul paramètre, $\mathcal{E}$, qui représente le mélange de composantes K_1^0 et K_2^0 dans les états K_L^0 et K_S^0 . En particulier, on aura :

$$|\eta_{+-}| = |\eta_{00}|$$

$$\phi_{+-} = \phi_{00} = \phi_{\mathcal{E}} = (43 \pm 1)^\circ$$

$$\text{Re } \mathcal{E} = |\eta_{+-}| \cos \phi_{\mathcal{E}} = (1.39 \pm .05) \times 10^{-3}$$

Néanmoins, il faut remarquer qu'il suffit de supposer qu'une interaction milli-faible respecte la règle $|\Delta I| = 1/2$ pour que ces prédictions soient également vérifiées. Il faudra donc améliorer énormément la précision des expériences avant de pouvoir distinguer entre ces modèles. Actuellement, les deux dernières relations sont satisfaites, dans la limite de la précision des expériences :

$$\phi_{+-} = (39.8 \pm 6)^\circ$$

$$\phi_{00} = (17 \pm 31)^\circ$$

$$\text{Re } \mathcal{E} = (1.42 \pm .17) \times 10^{-3}$$

L'EXPERIENCE X 4

L'expérience X 4 a pour but la détermination du paramètre $|\eta_{00}| = \left| \frac{a(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{a(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)} \right|$. Cette détermination se fait par la mesure directe du rapport de branchement $R = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}$. On se sert ensuite du rapport $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{tous modes})}$ mesuré dans cette même expérience, et de la vie moyenne du K_L^0 pour déterminer le taux de désintégration suivant le mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$. Le taux de désintégration du mode $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ est bien connu, et le rapport de ces deux taux est égal à $|\eta_{00}|^2$. Pour déterminer le rapport R on va observer un certain nombre de désintégrations de K_L^0 ; parmi ces désintégrations, on sélectionne les événements pouvant correspondre à la désintégration suivant le mode $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$; on sélectionne en même temps les désintégrations correspondant au mode de normalisation $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Le problème est alors d'analyser les événements sélectionnés pour déterminer le nombre réel de désintégrations du mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ que l'on a observé. Il ne reste plus alors qu'à corriger pour certaines coupures ou certaines erreurs systématiques et à faire le rapport du nombre d'événements $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ au nombre de désintégrations de normalisation.

La description de l'expérience X 4 que nous faisons ici commence par une brève description de la prise des photographies. Nous expliquons ensuite le dépouillement et la sélection des événements intéressants ainsi que le déroulement des mesures et l'adaptation du programme de reconstruction géométrique. Nous décrivons ensuite l'analyse en montrant comment nous avons résolu la difficulté essentielle de cette expérience, à savoir distinguer les vrais événements $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, des événements de bruit de

fond $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. L'évaluation du nombre d'événements $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ nous permet le calcul du résultat final.

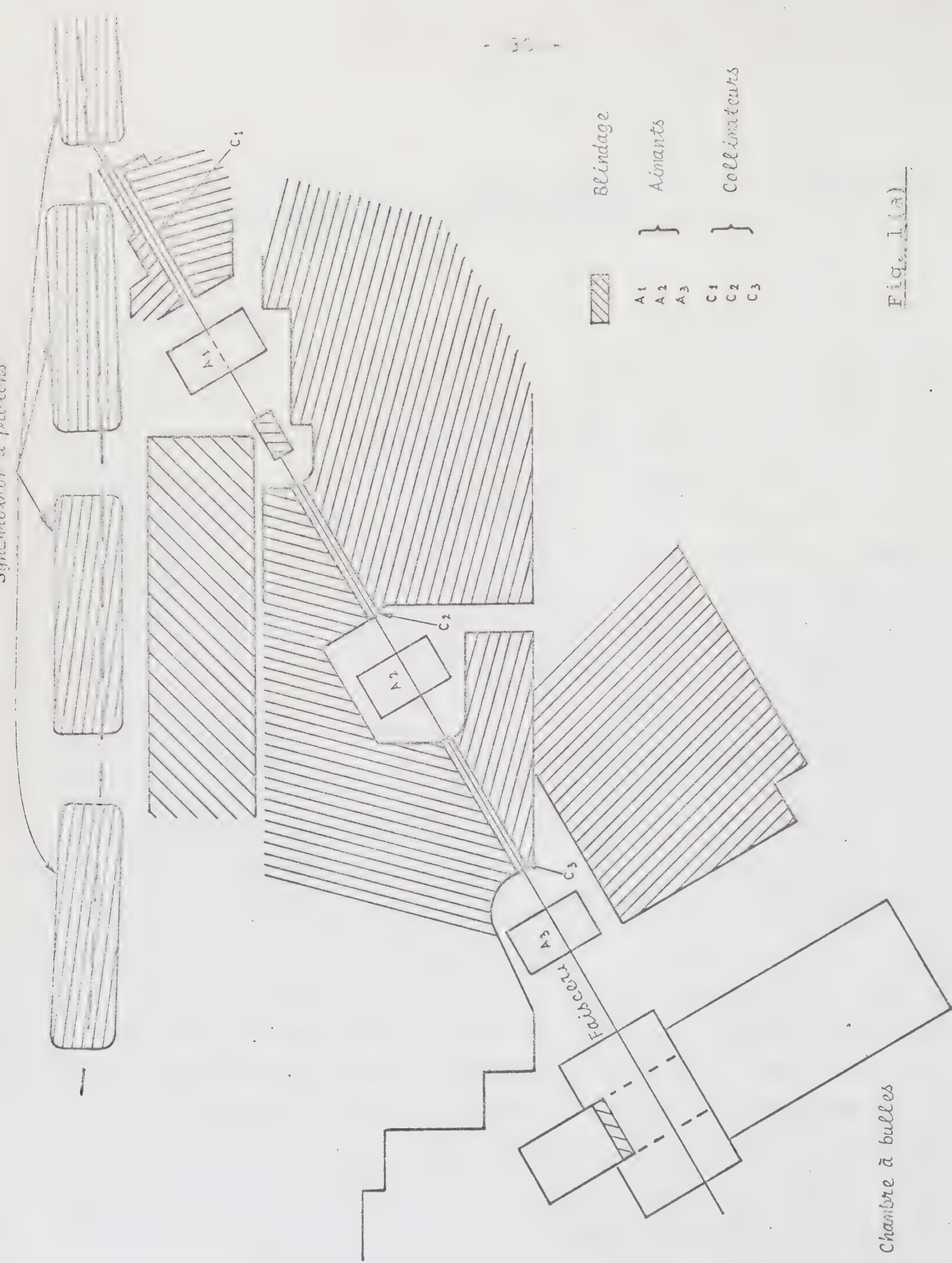
I - LA PRISE DES PHOTOCOGRAPHIES

Les photographies de l'expérience X 4 ont été prises durant l'été 1966 par une équipe de physiciens provenant de 3 laboratoires : le groupe NPA du CERN, le groupe de chambres à bulles du laboratoire de l'accélérateur linéaire d'Orsay, et le groupe des liquides lourds du laboratoire de l'Ecole Polytechnique. Ces photographies ont été prises dans la chambre à liquides lourds du CERN. Nous décrirons d'abord le faisceau utilisé, puis rappellerons brièvement les caractéristiques de la chambre du CERN, en insistant sur les modifications qui lui avaient été apportées pour cette expérience particulière.

A - DESCRIPTION DU FAISCEAU

On veut obtenir un faisceau de K_L^0 , aussi pur que possible. On produit des mésons K neutre (K^0 et $\bar{K}^0$) par interaction de protons sur une cible. On sait (voir plus haut) qu'on a deux états de méson K neutre se désintégrant : le K_S^0 , ou composante courte, a une vie moyenne de l'ordre de 10^{-10} sec., et le K_L^0 , ou composante longue, a une vie moyenne beaucoup plus longue (de l'ordre de 10^{-8} sec.). Il suffit donc de se placer assez loin du point de production des mésons K^0 et $\bar{K}^0$, pour qu'il ne reste plus que la composante K_L^0 qui est celle qui nous intéresse. Pour obtenir un faisceau pur, il faut d'une part éliminer les particules chargées, d'autre part éviter la régénération de K_S^0 par interaction du K_L^0 dans la matière.

Symbole de la figure



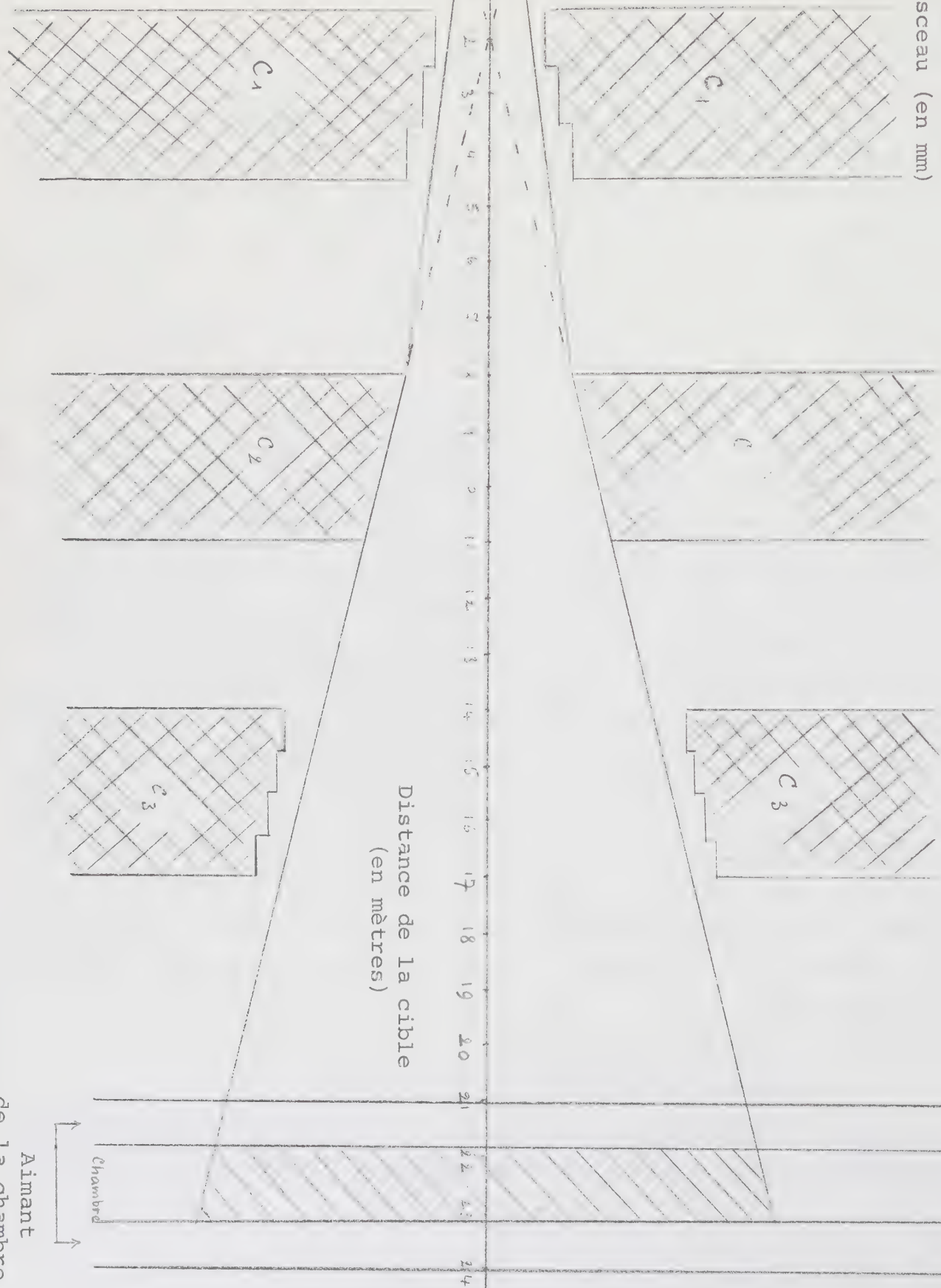
a) Obtention d'un faisceau neutre

Pratiquement, les mésons neutres (K^0 et $\bar{K}^0$) sont produits à partir d'une cible placée à l'intérieur du faisceau du synchrotron du CERN (PS) : une faible proportion (3 %) du faisceau de protons du PS, accélérés à 19 GeV/c, frappe une cible de Be placée dans la chambre à vide du synchrotron. On sélectionne les particules produites à 30° de la direction du faisceau de protons à l'aide d'un premier collimateur qui définit ainsi le faisceau secondaire. La figure la montre le plan du faisceau : on voit que l'on a trois fois alternativement un collimateur et un aimant. Les aimants permettent de dévier les particules chargées et donc de les éliminer du faisceau. La figure 1b montre l'arrangement des collimateurs : le collimateur C_2 est celui qui définit le faisceau et a été calculé pour obtenir dans la chambre un faisceau de diamètre moyen 2 cm; sa forme conique permet de perdre le moins de particules possibles. Le collimateur C_1 sert à arrêter le plus grand nombre des particules produites sur la cible à des angles grands, sans pour autant définir le faisceau : il a donc été calculé pour être plus large que le faisceau primaire. Le troisième collimateur C_3 , sert à arrêter les particules secondaires. Le but de cet arrangement de collimateurs est principalement d'obtenir que toutes les particules du faisceau neutre dans la chambre (K^0 , neutrons et γ) soient dans le faisceau primaire (en hachuré).

b) Obtention d'un faisceau de K_L^0

Le faisceau neutre est ainsi acheminé jusqu'à la chambre. Celle-ci a été placée à 25 m de la cible : cette distance, pour

Distance à l'axe du
faisceau (en mm)



Distance de la cible
(en mètres)

Fig. 1b

Aimant
de la chambre

l'énergie moyenne du faisceau (900 MeV/c) correspond à 500 vies moyennes du K^0_S , et donc à un affaiblissement par un facteur 10^{-200} du faisceau de mésons K^0_S produits à la cible. Pour éviter la possibilité de régénération de K^0_S par interaction de K^0_L dans l'air, le faisceau neutre a été placé dans un guide placé sous vide (10^{-4} mm de Hg). Enfin, pour empêcher la possibilité de régénération par interaction de K^0_L dans les parois du tube contenant le faisceau, le guide du faisceau a été rendu aussi rectiligne que possible, par alignement optique : des cônes de métal ont été placés à intervalles réguliers au-dessus du tube servant de guide, et pouvaient être mis en position au centre du tube : par une visée optique de la cible, on pouvait ainsi vérifier l'alignement des cônes et par conséquent du tube, les cônes étant solidaires du tube. Cette vérification a été faite plusieurs fois lors de l'expérience. D'autre part, le faisceau arrivant dans la chambre a été calculé, nous l'avons vu, de façon à avoir un diamètre de 2 cm; pour passer dans la chambre, il est à l'intérieur d'un tube d'aluminium sous vide de 4 cm de diamètre interne. On peut donc éliminer la possibilité d'interactions d'aucune particule dans la paroi de ce tube. Au cours de la sélection, nous n'avons observé aucune interaction de neutrons, ce qui est une preuve que les particules neutres du faisceau n'ont effectivement pas interagi dans la paroi.

Nous obtenons ainsi un faisceau neutre de mésons K^0_L , de neutrons et de rayons gamma. Nous pouvons donc affirmer que ce que nous observons dans la chambre est le produit de désintégrations de mésons K^0_L .

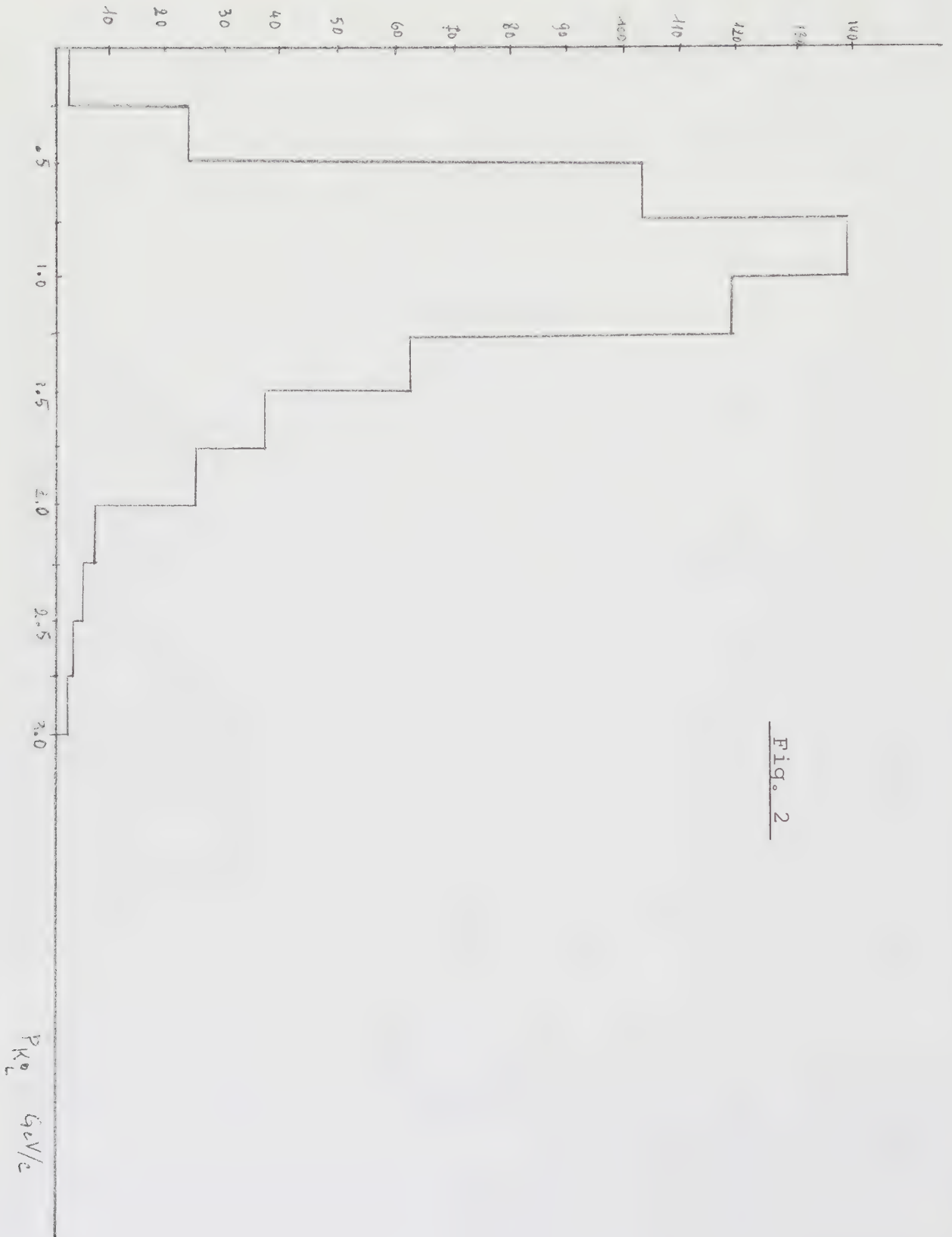


Fig. 2

c) Caractéristiques du faisceau

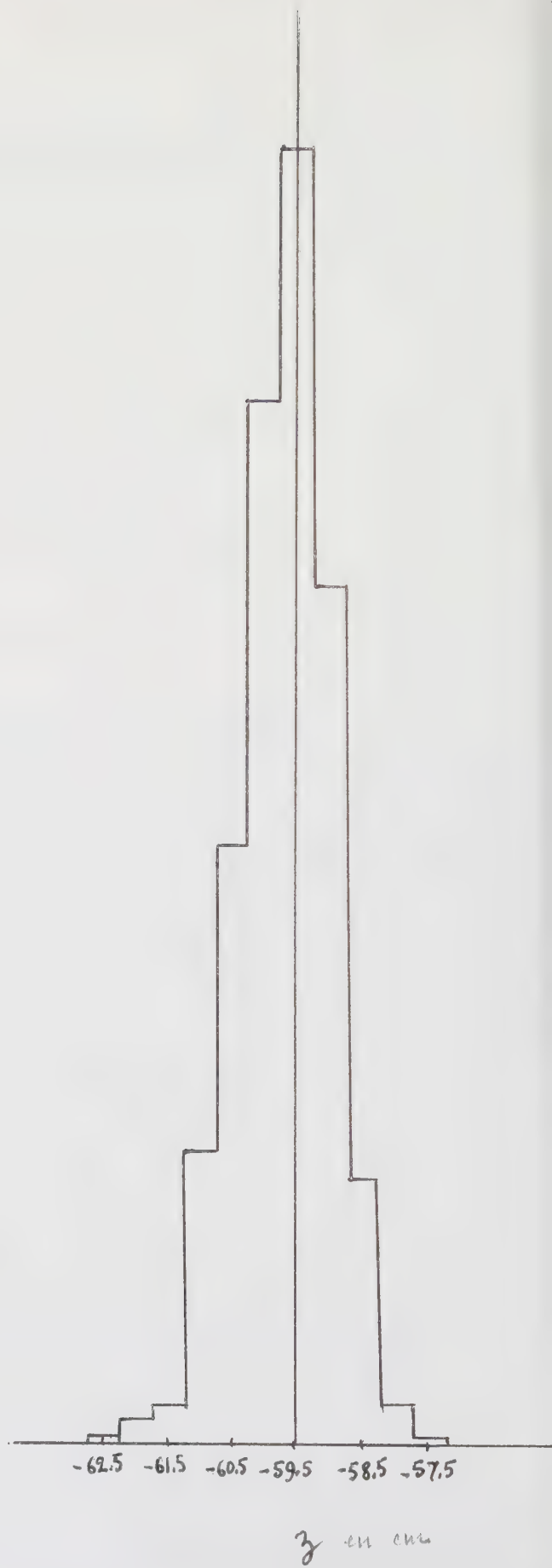
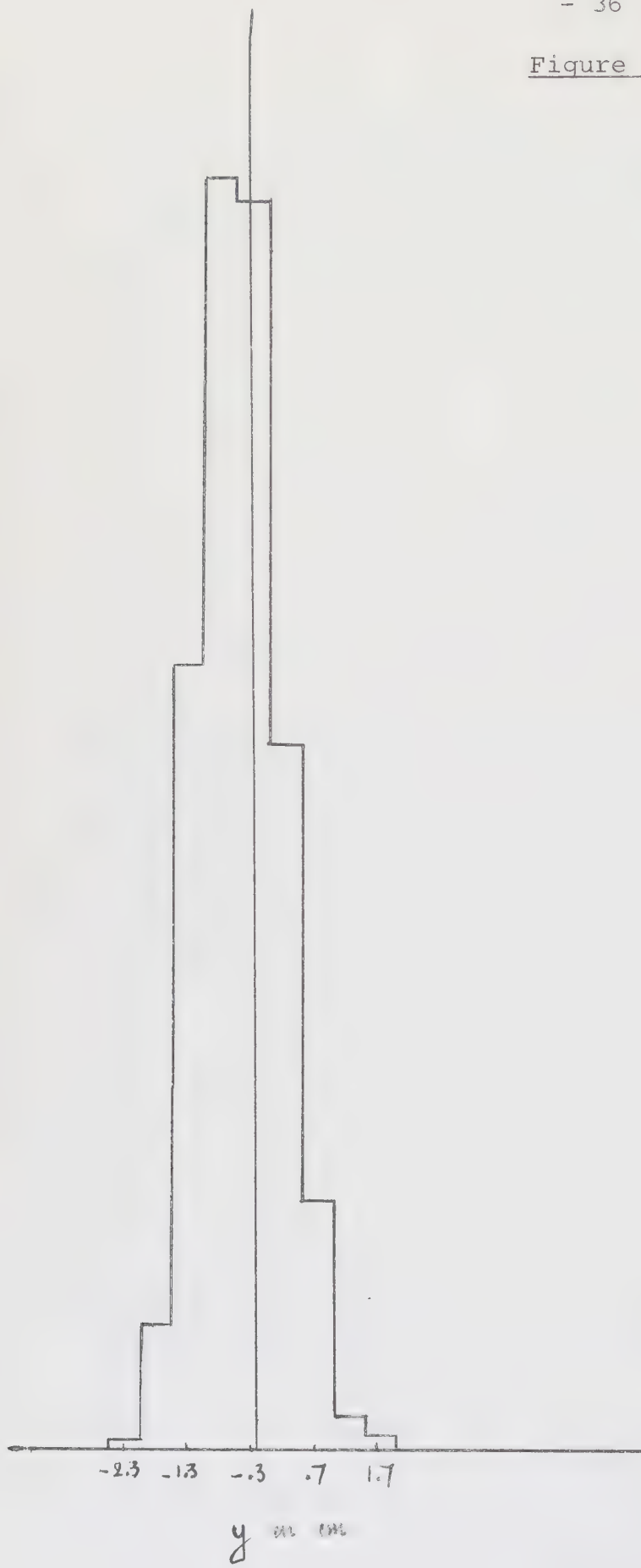
Les principales caractéristiques du faisceau sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Moment moyen	900 MeV/c
Largeur en moment	400 MeV/c
Diamètre dans la chambre	2 cm
Nombre moyen de désintégration	
K_L^0 /photo	1.7

- Moment : Nous n'avions évidemment, aucun moyen de mesurer leur impulsion : nous avons seulement, au cours de l'expérience, mesuré un certain nombre de désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 2\gamma$, où l'on peut observer tous les produits de la désintégration; à l'aide de ces mesures nous avons construit le spectre en impulsion de faisceau; il est reproduit en fig. 2 : on peut vérifier que la valeur moyenne est bien de l'ordre de 900 MeV/c.

- Profil du faisceau : Au cours de l'expérience, nous avons mesuré un grand nombre d'événements présentant $n\gamma$ provenant d'une désintégration de méson K_L^0 : le point de concours des lignes de vol de ces γ a été reconstitué, et nous avons pu ainsi tracer la coupe du faisceau : le diagramme obtenu est montré en fig. 3, et on voit, qu'aux erreurs de mesure près, le faisceau est suffisamment loin des parois du tube : son diamètre moyen mesuré est de 2 cm.

Figure 3



B - LA CHAMBRE A BULLES A LIQUIDES LOURDS

La chambre à bulles à liquides lourds du CERN a souvent été décrite ¹⁾. Nous nous bornerons donc à en rappeler les caractéristiques avant d'indiquer les modifications que nous avons été amenés à lui apporter pour l'expérience X 4.

a) Caractéristiques de la chambre

La chambre est un cylindre de 1.15 m de diamètre et 1 m de profondeur. Le liquide utilisé pour cette expérience est le fréon lourd (CF_3Br) dont la basse longueur de matérialisation des photons ($X_0 = 11 \text{ cm}$) donne une bonne probabilité d'observer les mésons π^0 , par les rayons gammas, produits de leur désintégration, tout en permettant encore de bonnes mesures d'énergie. Le champ magnétique de la chambre a varié au cours de l'expérience car durant les premiers mois nous n'avons pu utiliser que deux génératrices de courant électriques; une troisième génératrice est venue s'ajouter ensuite. Nous avons donc deux lots de photos, le premier correspondant à un champ magnétique de 17 KG au centre de la chambre, et le second à un champ de 25.4 KG.

b) Modifications apportées à la chambre pour X 4.

Tout d'abord, afin d'obtenir un passage sous vide des mésons K_L^0 à travers la chambre, un tube cylindrique en aluminium traverse la chambre à environ 60 cm de la place avant de la chambre (fig. 4a). Le diamètre interne de ce tube est de 4 cm, l'épaisseur de sa paroi de 0.25 cm. Le centre du tube a des coordonnées de -59.5 cm en z et de -0.3 cm en y (pour le système de coordonnées utilisé, voir la figure 4a). A l'entrée du faisceau, le

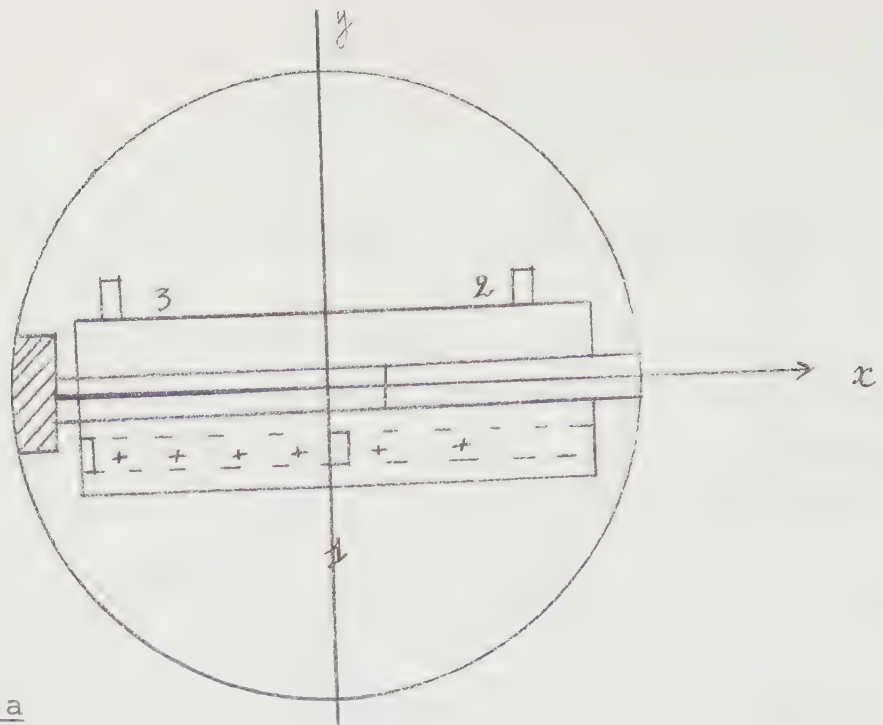


Fig. 4a

Coupe de la chambre

1, 2, 3 indiquent les axes des 3 caméras. On distingue le bloc de plomb à l'entrée du tuyau, le tuyau lui-même avec les 2 marques fiduciaires, le miroir et l'image du tuyau avec les images des 6 croix du tube.

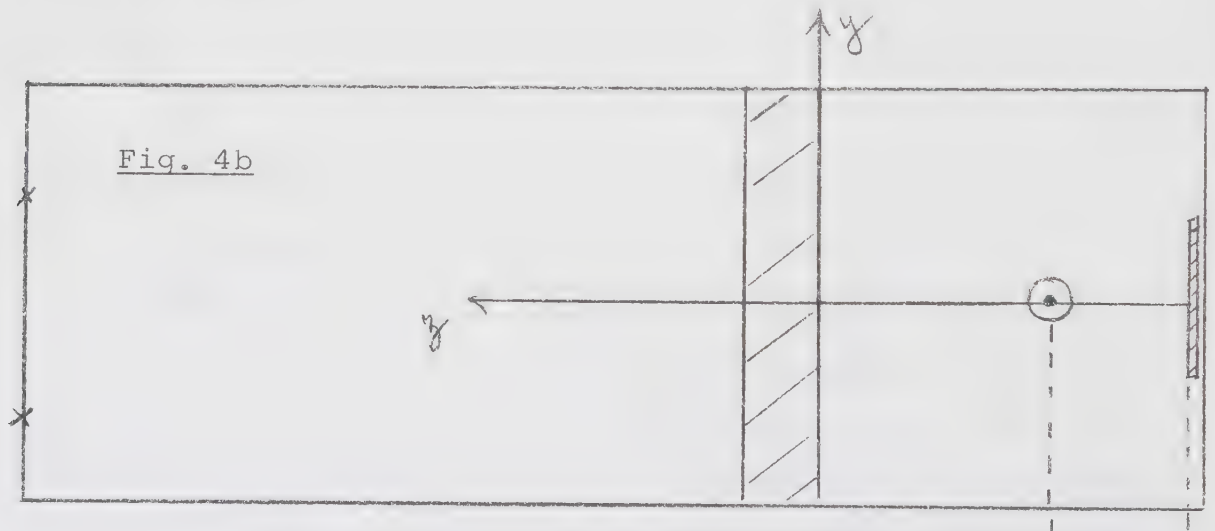


Fig. 4b

plan des caméras

glace

tube

miroir

avec croix

Profil de la chambre

tube est entouré d'un bloc de plomb, ceci afin d'arrêter, autant que possible, les électrons provenant de désintégrations de mésons K^0_L ayant eu lieu avant l'entrée dans la chambre. Sur le tube, deux cercles ont été marqués (fig. 4b) séparés par une distance de 50 cm. Ces cercles permettent de définir aisément, sur les photos, un volume fiduciaire; le premier est situé à 3 cm de la sortie du tube du bloc de plomb.

L'autre modification importante apportée à la chambre est l'adjonction d'un miroir : la présence du tube décrit plus haut, dans la chambre crée une zone cachée, où il serait impossible de voir et de mesurer les produits des désintégrations étudiées. Afin d'éviter une erreur systématique en n'étudiant que les désintégrations dont les produits ne sont pas dans cette zone cachée, nous avons installé un miroir dans le fond de la chambre (voir fig. 4a et 4b), suspendu à la plaque arrière de la chambre. A chaque détente de la chambre, la position du miroir a varié, et si l'on veut connaître sa position exacte, il faut la mesurer dans chaque cliché. Pour pouvoir réaliser ceci, nous avons tracé des croix sur la face cachée du tube : on connaît la position exacte de ces croix dans la chambre, et à chaque photo où l'on utilise le miroir, on mesure les images de ces croix dans le miroir : on peut ainsi reconstruire la position du miroir pour la photo étudiée. Nous verrons plus loin, en détail, comment cette détermination a été réalisée.

Ce miroir, soumis à de fortes tensions, s'est brisé plusieurs fois au cours de l'expérience. Il y a donc eu 3 miroirs différents utilisés; leurs formes même, ont dû varier, ce qui nous a obligé, à chaque photo, à reconstituer non seulement la position du miroir, mais également des paramètres caractérisant sa forme.

La prise de photographie a duré de Mai 1966 jusqu'en Septembre 1966, par runs de 2 semaines environ. 800 000 photos ont été prises, qui ont été réparties en 3 lots égaux entre les laboratoires du CERN, d'Orsay et de l'Ecole Polytechnique. Ces photos ont été principalement utilisées pour la détermination du paramètre $|\eta_{\pi\pi}|$, détermination qui fait l'objet de cette étude. Signalons que d'autres résultats ont été déjà obtenus, en particulier les rapports de branchement

$$\frac{K_L^0 \rightarrow 3\pi^0}{K_L^0 \rightarrow \text{modes chargés}} \quad \text{et} \quad \frac{K_L^0 \rightarrow 2\gamma}{K_L^0 \rightarrow 3\pi^0}$$

II - CONSTITUTION D'UN LOT D'EVENEMENTS "4 γ "

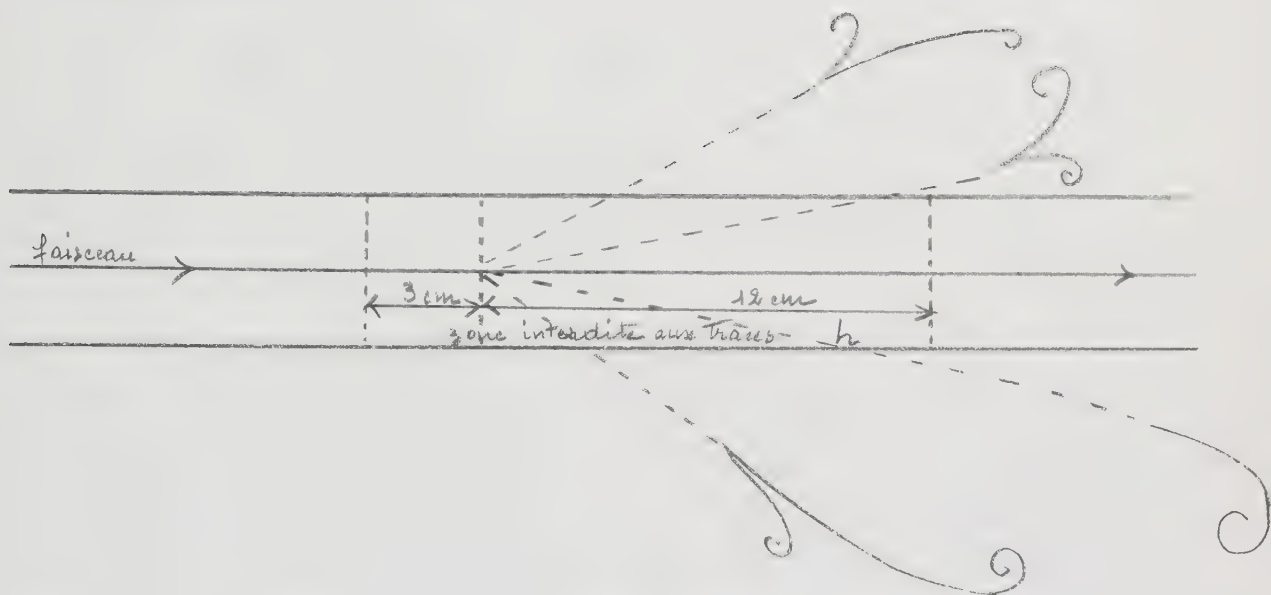
Nous verrons d'abord les opérations de dépouillement des photographies, et de choix des événements, ainsi que les vérifications de ces opérations : nous décrirons ensuite comment ont été faites les mesures et la reconstruction géométrique, en particulier avec utilisation du miroir, en insistant surtout sur la détermination des erreurs de mesure sur les impulsions, les angles et les coordonnées de point, et ce pour des traces vues soit directement, soit dans le miroir.

A - DEPOUILLEMENT ET SELECTION

1) Critères

Nous recherchons d'une part des événements provenant de désintégrations $K_L \rightarrow 2 \pi^0$, d'autre part des événements provenant de désintégrations $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$. Les premiers se présenteront comme 4, 3 ou 2 ^(*) paires d'électrons provenant de la matérialisation de photon (que nous appellerons désormais γ pour simplifier) ; ces 4, 3 ou 2 γ doivent provenir d'un même point à l'intérieur du tuyau. Le second lot d'événements est constitué de 6, 5, 4, 3 ou 2 γ provenant également d'un même point à l'intérieur

(*) : la probabilité de matérialisation étant, dès le début de l'expérience, connue être grande ($\sim 90\%$) nous avons décidé de ne pas nous occuper des événements à 1 γ , qu'il est bien difficile de définir.



Ces chiffres ont été choisis en étudiant, d'une part, la répartition des points de sortie du tube des traces chargées d'une désintégration τ_c (81 % sortent avant 12 cm) et, d'autre part, l'incertitude sur la détermination du point de concours des rayons γ . Ce critère doit nous éviter de confondre les rayons γ d'une désintégration τ_c avec ceux d'une désintégration en π^0 , dans le cas où ces désintégrations seraient trop proches.

- On refuse une photo où se trouvent 2 événements à $n \gamma$, quelle que soit la distance entre les deux apex de ces événements. Ce critère évite l'étude de photos surchargées de rayons γ , où il devient difficile de définir la provenance de ces rayons γ .

- On définit un volume fiduciaire compris entre les deux marques sur le tuyau (soit 50 cm, dans la première partie de la

chambre). Afin de tenir compte de l'incertitude de détermination, sur la table de dépouillement, de l'apex de l'événement, on demande de retenir un événement si le point de concours des rayons γ est situé entre deux marques virtuelles situées respectivement à -2 cm et +2 cm de la première et la deuxième marque réelle sur le tuyau. Une coupure propre en volume fiduciaire est faite après mesure.

On retient au dépouillement tous les événements ayant au moins 2 γ et au plus 6 γ ne pouvant provenir que du tube, respectant les critères définis ci-dessus. Tous les rayons γ de la photo pouvant apparemment provenir de la désintégration ainsi définie, sont classés en trois catégories :

α) les gammas "sûrs" (ou primaires) (γ_s) n'ont pas d'autre origine possible que la désintégration K^0_L dans le tuyau. Leur nombre est compris entre 2 et 6.

β) les gammas "Brems" (γ_β) peuvent provenir de la désintégration envisagée, mais peuvent aussi être des gammas de Bremsstrahlung des rayons γ primaires. Leur nombre n'est pas limité.

γ) les gammas "douteux" (γ_D) peuvent également provenir de la désintégration étudiée, mais ils ont une autre origine possible, non liée à la désintégration (éventuellement une désintégration Σ_c , plus en avant, ceci principalement pour les rayons γ de direction grossièrement parallèle au tuyau ; ou bien ils peuvent provenir d'une interaction de π , d'une annihilation d'un proton, ou être Bremsstrahlung d'un électron.

Les figures 5 montrent divers exemples d'événements avec le résultat de la classification.

2 - Sélection et "supersélection"

Toutes les photos retenues au dépouillement sont ensuite vues par des physiciens qui vérifient et, au besoin, modifient la classification expliquée ci-dessus, contrôlent la légalité de la photo, et vérifient qu'aucun rayon γ n'a été oublié. Cette sélection s'est avérée absolument indispensable et très délicate. D'une part, le dépouillement de cette expérience est très difficile, en particulier à cause du miroir : en effet beaucoup de rayons γ ont une image visible dans le miroir, et si ceci peut aider à déterminer les possibilités de Bremsstrahlung par exemple, ceci contribue à rendre le cliché assez confus ; d'autre part, il faut rechercher soigneusement les causes possibles qui rendraient douteux un γ sûr et il peut arriver qu'on les manque, ou qu'il soit difficile de juger. Au niveau de la sélection, nous avons systématiquement péché par excès de prudence : nous avons mis des γ dans la catégorie Brems. ou douteux, même quand nous étions presque persuadés qu'ils étaient sûrs. De la sorte, à la sélection, le nombre de rayons γ sûrs a été plutôt trop petit que trop grand. L'efficacité de cette sélection a été déterminée en resélectionnant une proportion importante de films ; nous en parlerons en détail dans la description de l'analyse de l'expérience.

A la suite de cette sélection, on sépare le lot d'événements choisis en deux catégories : les $n \gamma$, $n \geq 5$, ne peuvent évidemment pas provenir d'une désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$, qui donne au plus 4 gammas sûrs. On ne mesurera donc que la seconde

catégories où $n(\gamma_s)$ est inférieur ou égal à 4. D'après notre remarque sur la prudence du physicien, on voit que nous avons plutôt retenu, comme candidats $2\pi^0$, trop d'événements que pas assez. Après la mesure et le passage en reconstruction géométrique, l'événement, muni cette fois-ci des renseignements complémentaires provenant de la mesure, est revu par un physicien en supersélection. Commençons par examiner le cas des 4 γ_s . A ce stade, il peut se produire trois possibilités :

a) l'expulsion : l'événement sera déclaré ne pouvant être un candidat $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$. Pour cela, plusieurs raisons peuvent être invoquées ; commençons par les plus simples :

- l'événement, après mesure correcte, a un apex qui n'est pas situé entre les deux bagues marquant le volume fiduciaire. Il est donc hors volume fiduciaire, et est expulsé hors du lot.

- l'illégalité : il arrive qu'en revoyant encore les événements, on retrouve des causes d'illégalité (trace h dans la zone interdite, $2^{\text{ème}}$ $n\gamma$ dans la photo).

- existence d'un cinquième γ_s : celui-ci peut ou bien être un γ complètement oublié à la sélection, ou bien un γ noté "Brems" ou "douteux" à la sélection. La mesure permet souvent de lever le doute qui existait, les clichés permettant rarement de se rendre compte des angles de dip des rayons γ . Un gamma peut donc devenir sûr ; si un cinquième γ_s est trouvé, l'événement quitte évidemment la catégorie des candidats $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$.

- "dégradation" d'un γ_s : en revoyant l'événement, il arrive qu'on trouve que le physicien sélectionneur a été imprudent ou n'a pas vu une autre origine possible à un γ_s . Dans ce cas, ce gamma

ne peut plus être sûr et l'événement n'a plus que 3 γ_s , et passe dans cette catégorie.

- balance des moments : une désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ où les 4 γ de désintégration des mésons π^0 sont vus, doit se présenter comme un événement où les 4 gammas sûrs doivent pouvoir avoir un moment résultant le long de l'axe du tuyau. Si les 4 γ_s d'un événement sont d'un même côté du tuyau, il est donc impossible de réaliser cette condition : on peut donc dire, en toute sécurité, que un tel événement ne peut provenir d'une désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$. Cet événement sera donc également rejeté du lot étudié.

Pour éviter les expulsions intempestives, dues à la fatigue ou la mauvaise humeur d'un physicien, et assurer une certaine égalité dans les rejets, il était obligatoire d'avoir l'accord de deux physiciens pour rejeter un événement (sauf dans le cas du rejet pour événement hors volume fiduciaire, où la mesure est considérée comme un critère absolu).

b) le renvoi en remesure : si un événement était mal mesuré, ou si le physicien espérait par des mesures supplémentaires pouvoir établir une cause de rejet (mesure d'une cause de doute par exemple), l'événement était repassé en mesure et en programme de reconstruction géométrique, et revenait en supersélection, et ce jusqu'à ce qu'il soit rejeté ou accepté (voir ci-dessous).

c) l'acceptation : si l'événement était bien mesuré, et ne pouvait d'aucune manière être rejeté, il était définitivement accepté. Le physicien indiquait les "bricolages" nécessaires à faire à la mesure, dans le cas de γ difficilement mesurables ou

pas mesurables du tout. Ces "bricolages" sont de différents types : expliquons les principaux :

- quand on ne peut mesurer qu'un des deux électrons de matérialisation par courbure, et que l'autre électron néanmoins n'est pas négligeable, on le mesure par sa longueur et on calcule l'impulsion correspondante.

- dans le cas où on a un γ de Bremsstrahlung émis au départ de l'électron, et que la mesure n'a pu en tenir compte, on rajoute le moment de ce γ de Bremsstrahlung au moment mesuré du γ_s , et on combine les erreurs.

- il y a des cas où on peut mesurer la direction d'un γ , mais où son énergie n'est pas appréciable : le physicien peut décider que le moment du γ est inconnu en affectant un certain code de mesurabilité à ce γ .

- enfin dans les cas extrêmes de γ pas mesurables, on peut décider de ne se servir que de l'information donnée par la mesure de l'apex du γ (coordonnées du "sommet" du γ), et on dispose d'un autre code de mesurabilité du γ , disant de ne pas se servir du moment ou des angles de ce γ .

Ainsi, le bricolage fait, on dispose d'un lot d'événements 4 γ .

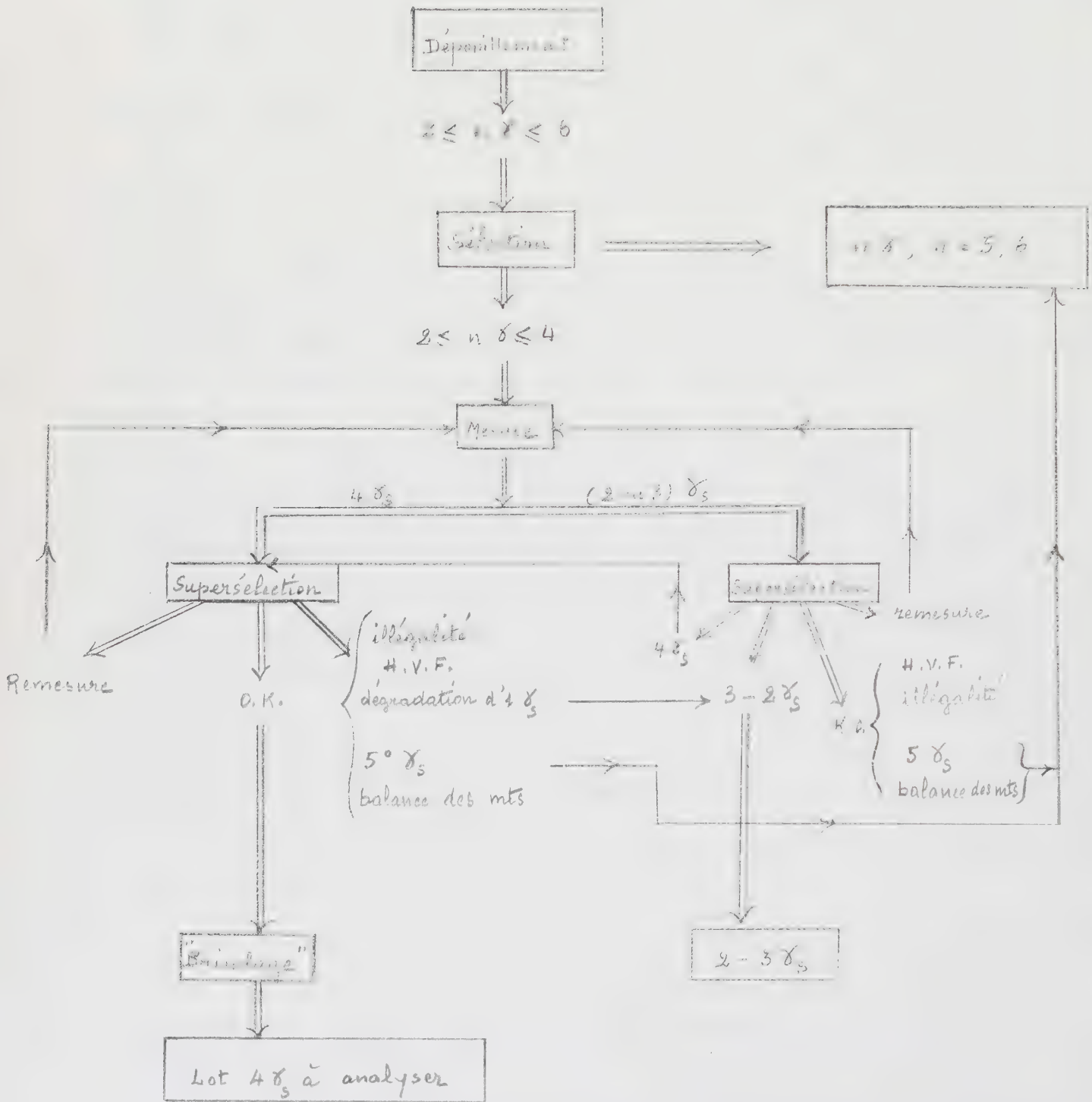
- Pour les événements à 2 ou 3 γ_s , le processus est le même, sauf que l'éventail des possibilités après supersélection est un peu différent. Il se présente maintenant de la façon suivante :

- a) l'événement reste ce qu'il était c'est-à-dire un 2 ou 3 γ_s

b) Existence d'un γ_s supplémentaire : ou bien un γ qualifié de Bremsstrahlung ou de douteux peut être déclaré sûr après mesure, ou on retrouve 1 γ oublié à la sélection. L'événement peut ainsi être passé dans la catégorie 4 γ_s ; il prend alors la filière décrite précédemment.

c) ou l'événement peut être expulsé pour volume fiduciaire, illégalité, existence d'au moins 2 autres γ_s , le faisant passer dans la catégorie $\geq 5 \gamma_s$, ou enfin une mauvaise disposition des γ , interdisant d'en jamais faire une désintégration $2 \pi^0$.

Le schéma ci-après regroupe toutes les opérations successives aboutissant à la constitution de ce lot. Le tableau suivant donne les chiffres d'événements de diverses catégories, aux différents stades des opérations. Nous avons donc finalement obtenu un lot de 4 γ_s , avec à côté un lot de 2 ou 3 γ_s (lots à 2 γ_s et à 3 γ_s) et un lot de 3959 événements à 5 ou 6 γ_s . Le lot qui sera analysé correspond donc à l'observation de 4713γ (désintégration $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$) qui nous serviront pour la normalisation.



TABLEAU

	$(2-2-3-0) \gamma$	$(5-0) \gamma$	2γ	$(3-1) \gamma$
Dépouillement	6330	4015	1592	723
Sélection	5683	4109	1031	543
Supersélection	4763	3959	640	164

B - RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

Dans ce qui précède, nous avons dit que, par la mesure, nous obtenions le moment, les angles, les coordonnées de sommet, et les erreurs sur ces quantités pour chaque rayon γ , qu'il soit visible directement ou visible dans le miroir. Nous avons également mentionné l'obtention du point de désintégration supposé, d'où proviennent les rayons γ . Nous allons maintenant voir en détail comment cela est réalisé.

Le programme de reconstruction géométrique utilisé est une version du programme Jonas ⁽²⁾. Nous avons introduit trois modifications : l'une tient compte du miroir et vise à permettre la mesure de points vus soit entièrement dans le miroir, soit à moitié dans le miroir et à moitié en vue directe ; une autre modification a permis de se servir des mesures sur 3 vues d'une trace ; et enfin la troisième modification a été l'introduction

d'un sous-programme permettant le calcul du point de désintégration à partir des directions et des sommets reconstruits de rayons γ .

1) Utilisation du miroir

Comme nous l'avons dit dans la description de l'appareillage, le miroir a une position et une forme variables à chaque détente, donc dans chaque photo. Il faut donc le reconstruire à chaque photo. La mesure des images de six croix dont on connaît la position réelle va permettre cette reconstruction. Ces six croix sont situées sur l'arrière du tube. Leurs images seront donc situées très en arrière de la chambre (leurs coordonnées z seraient de l'ordre de -130cm , z étant l'axe perpendiculaire à la glace de la chambre et ayant son origine sur la face interne de cette même glace). Les images de toutes les croix ne sont visibles que sur deux vues. Si on veut utiliser 3 vues pour reconstruire le miroir, on ne pourra se servir que de 4 croix, mais la précision des mesures d'images serait améliorée. Néanmoins, nous avons préféré utiliser les 6 croix qui nous donnent plus d'informations pour déterminer la forme du miroir. A l'aide des mesures de ces 6 points, on va tenter de trouver un miroir qui, dans une certaine position, également laissée libre, donnerait, des six croix sur le tube, des images aux points calculés. Nos tentatives pour trouver un miroir plan satisfaisant à ces conditions se sont soldées par un échec. Finalement, nous avons ajusté un miroir sphérique de fort rayon de courbure ($R \approx 100\text{ m.}$) (*) On a donc 4 paramètres

(*) Il est à remarquer que l'équipe du CERN a ajusté une forme différente de miroir. Le groupe d'Orsay et le groupe de l'Ecole Polytechnique ont un programme de géométrie commun sauf en ce qui concerne la reconstruction de traces électroniques.

à déterminer, trois fixant la position du miroir et le dernier donnant le rayon de courbure. On mesure en principe 18 quantités (3 coordonnées de 6 croix) lorsque ceci est possible. Pour certaines photos, la visibilité dans le miroir est mauvaise et on ne peut mesurer que 5 croix, voire même 4. On aura donc, dans le cas où 6 croix ont été mesurées, un ajustement à 14 contraintes.

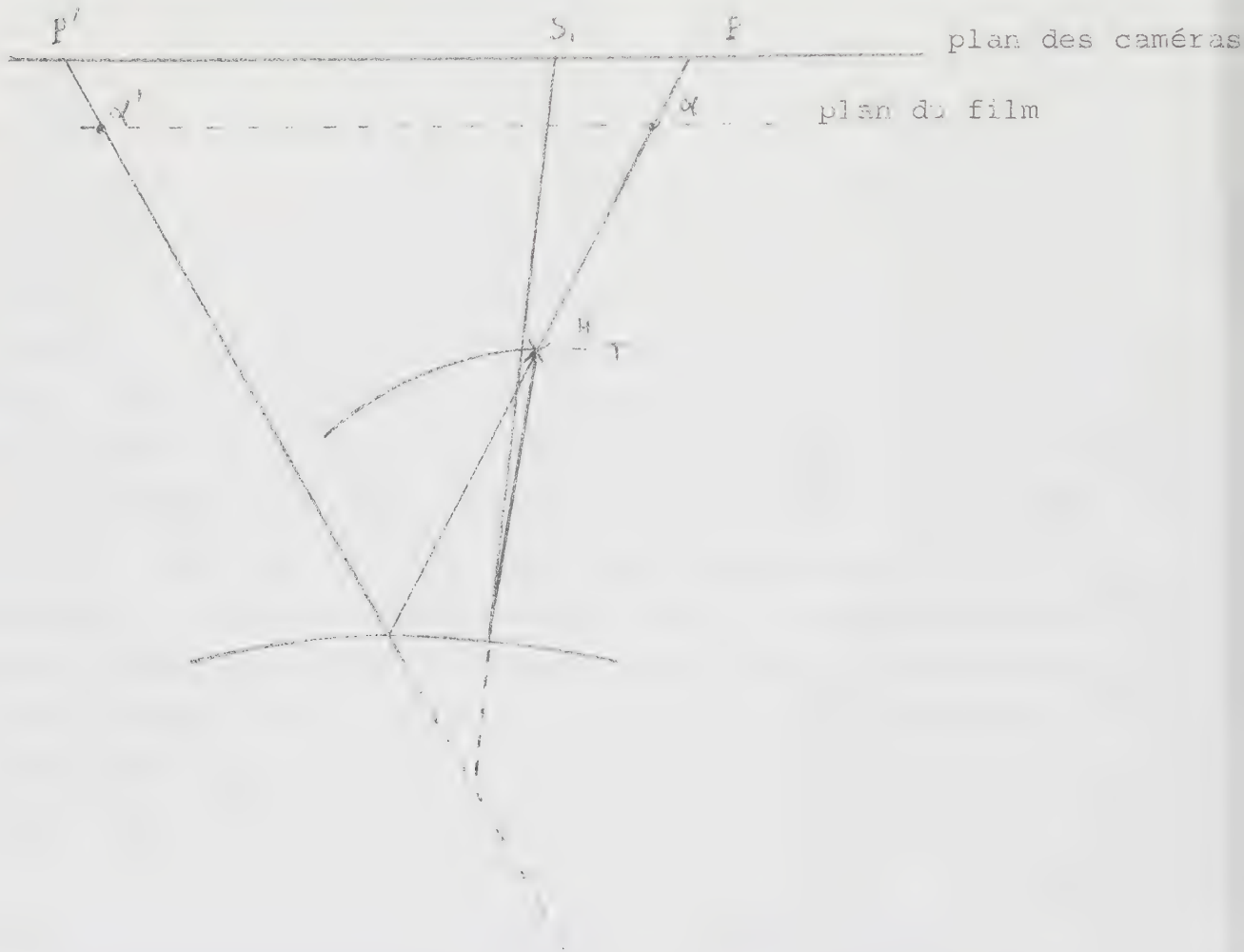
Une fois le miroir reconstruit, nous pouvons mesurer des traces derrière le tuyau. Sauf exception, on mesure de préférence en vue directe, chaque fois que cela est possible : la précision dans le miroir est évidemment moins bonne. Dans l'utilisation du miroir, 2 cas peuvent se présenter : ou la trace qu'on cherche à reconstruire a été mesurée dans le miroir sur les vues de toutes les cameras, ou bien sur certaines vues elle a été mesurée directement et sur d'autres c'est son image qui a été mesurée.

- Trace mesurée sur toutes les vues, en image : on fait la reconstruction exactement comme s'il s'agissait d'une trace vue directement. On obtient ainsi la reconstruction dans l'espace, de l'image de la trace : il ne reste plus qu'à "traverser le miroir" pour obtenir la trace objet. Ce cas se traite donc exactement comme le cas d'une trace habituelle, suivi d'une symétrie par rapport au miroir.

- Trace mesurée sur une vue en direct, sur une autre vue en image.

Pour celles-ci le problème est plus compliqué. On va essayer de se ramener au cas précédent, en procédant de la façon suivante : supposons une trace T dans l'espace qui a été mesurée en direct sur la vue principale et en image sur la vue secondaire. Le point

A a été mesuré sur la vue principale^{*} : à partir de la vue principale seule, on sait reconstruire le rayon lumineux PA, tout en ne sachant pas où A est situé dessus. On peut donc construire le rayon réfléchi de PA, et calculer le point P' où ce rayon réfléchi coupe



^{*} Les points d'une trace, mesurés sur différentes vues, ne sont pas en général des points correspondants. La vue principale est la vue dont les points mesurés sont reconstruits dans l'espace : on obtient les points correspondants sur les autres vues (dites secondaires) par interpolation entre les points effectivement mesurés sur ces vues.

le plan des cameras ainsi que les coordonnées (planes) du point que donnerait ce rayon réfléchi sur le film d'une camera fictive placée en P'. Nous pouvions donc nous ramener au cas où l'image de la trace aurait été mesurée, la camera P' utilisée comme principale, et S comme secondaire. Il est évident que si sur la camera principale on a mesuré en image et sur la camera secondaire en direct, on sera ramené au cas où la trace a été mesurée 2 fois en direct. Nous créons donc pour chaque point mesuré sur la camera principale, une camera fictive servant de principale.

Remarquons qu'il eût évidemment été plus simple de calculer une fois pour toutes la "camera image" de chacune des cameras, c'est-à-dire l'image de chaque camera dans le miroir, mais nous n'aurions pu nous en servir sans réécrire le programme de géométrie qui prévoit que les cameras sont toutes dans un plan parallèle à la place avant. Ce plan étant déterminé, nous étions obligés d'y placer toutes les cameras fictives que nous pouvions avoir besoin de créer.

On peut donc, mesurer le moment et les angles d'une trace, ainsi que les coordonnées d'un point, en se servant du miroir. Il nous reste à vérifier que nous ne commettons pas d'erreurs systématiques par ces méthodes. Le plus simple, pour vérifier ceci, eût été de mesurer un certain nombre de traces et de points d'une part dans le miroir, d'autre part en vue directe. Malheureusement, il existe peu de traces permettant cette double mesure. Aussi avons-nous eu recours à d'autres méthodes.

- Erreur systématique sur les points.

Nous avons mesuré un certain nombre de points sur le

tuyau (points de sortie de traces provenant de désintégrations). La moitié environ de ces points sont sur le devant du tuyau, donc mesurés sur 3 vues directes, l'autre moitié étant située sur l'arrière du tuyau, donc mesurés en image sur 3 vues. Les figures 6a et 6b montrent les coordonnées en y et en z des points obtenus ; la courbe tracée représente le meilleur 1/2 cercle obtenu à partir de ces points. Alors que pour les points mesurés en vue directe, on obtient une courbe compatible avec la section du tuyau, on voit que pour les points mesurés dans le miroir, on a un décalage. En fait ce décalage varie avec la coordonnée x : ceci a été vérifié en reconstruisant les croix du tuyau comme des points ordinaires, en se servant du miroir. On devrait retrouver les positions (connues) de ces croix ; or pour la croix la plus près de l'entrée de la chambre, on reconstruit un point à l'intérieur du tuyau, alors que le point trouvé pour la dernière croix est à l'extérieur. On a donc un effet dont il faut tenir compte.

- Erreur systématique sur les angles.

Nous nous sommes servis, pour vérifier les angles mesurés dans le miroir, des rayons γ du lot d'événements à 4 γ . Nous verrons plus loin, que nous trouvons, par ajustement géométrique, le point dont peuvent provenir les 4 rayons γ mesurés. Ce point, K, ayant été reconstruit, nous pouvons apprécier la qualité de nos mesures d'angles, en comparant les angles des directions de rayons γ mesurés avec les angles calculés comme étant les angles de la droite joignant le point K au sommet du γ considéré. Plus précisément, en appelant θ et φ les angles de dip et d'azimut de la direction K A (A étant le sommet du γ considéré) et θ_m et φ_m les angles de dip et d'azimut mesurés de la direction du γ_m ,

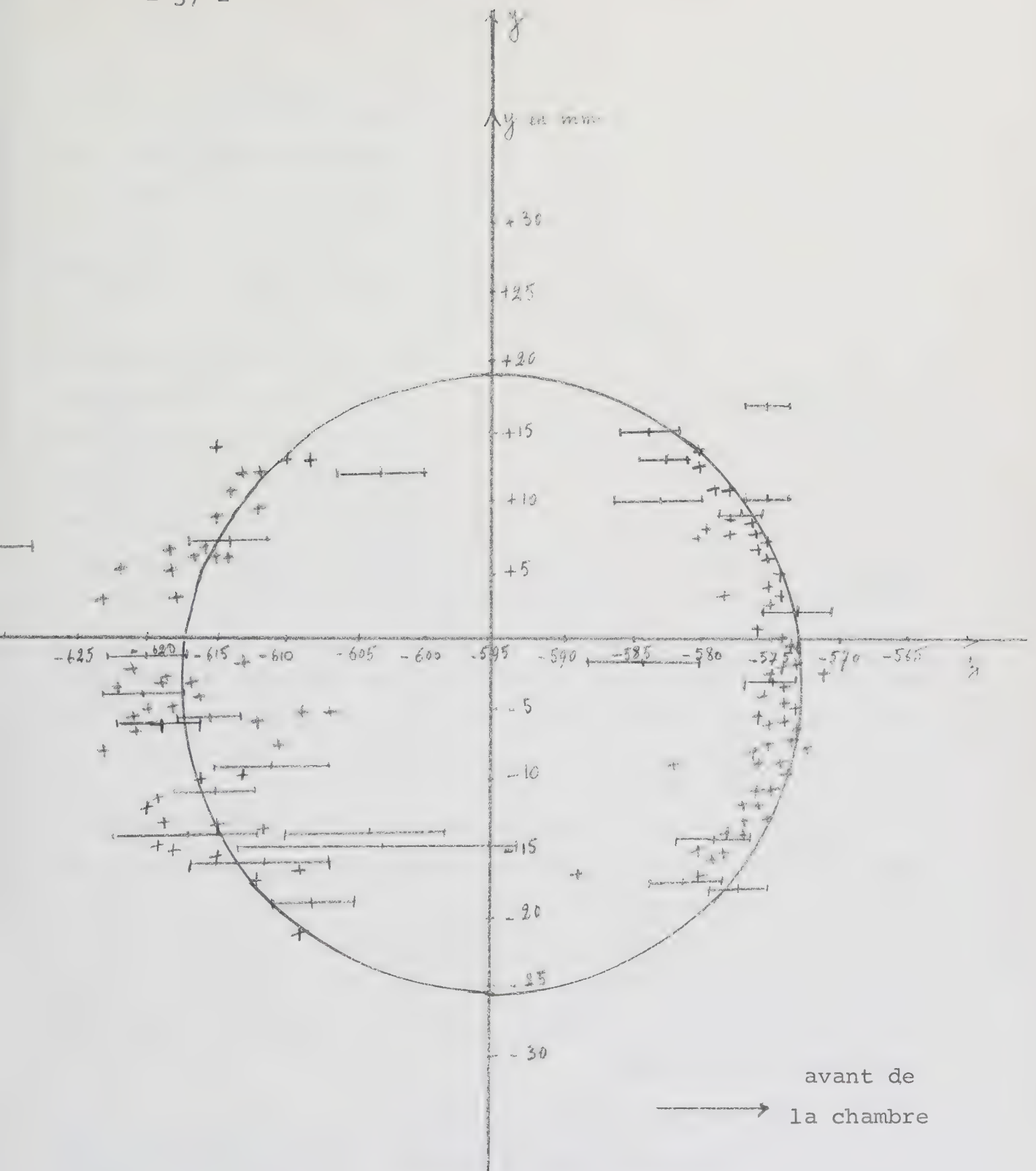
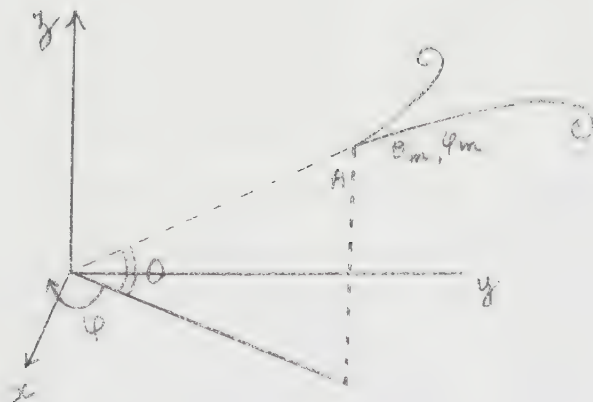


Figure 6



(et $d\theta_m$ et $d\varphi_m$ les erreurs correspondantes) nous calculerons la quantité :

$$C_H = \left(\frac{\theta - \theta_m}{d\theta_m} \right)^2 + \left(\frac{\varphi - \varphi_m}{d\varphi_m} \right)^2$$

Si nous traçons la distribution des C obtenus pour les rayons γ mesurés directement et celle des C obtenus pour les rayons γ mesurés

dans le miroir, nous devrions obtenir des distributions identiques. C'est ce qui a été fait : nous montrons les distributions obtenues en fig. 7a, b. On peut constater qu'elles sont tout à fait compatibles, et nous pouvons négliger la possibilité d'une erreur systématique de mesure des angles dans le miroir.

2) "Fit cible"

Nous appelons ainsi le sous-programme d'ajustement géométrique, permettant de trouver le point de désintégration du méson K^0_L qui a donné les 4 rayons γ de l'événement étudié. D'une façon plus générale, ce sous-programme calcule le point de concours le plus vraisemblable de n droites ($n = 4, 3$ ou 2 suivant le nombre de γ dont on a pu mesurer les angles) mesurées avec certaines erreurs.

Pour chaque γ mesuré, j , on a :

les coordonnées de son sommet

(et leurs erreurs

$$\left(x_j^{(m)}, y_j^{(m)}, z_j^{(m)}, d x_j^{(m)}, d y_j^{(m)}, d z_j^{(m)} \right)$$

Fig. 7b

avec miroir

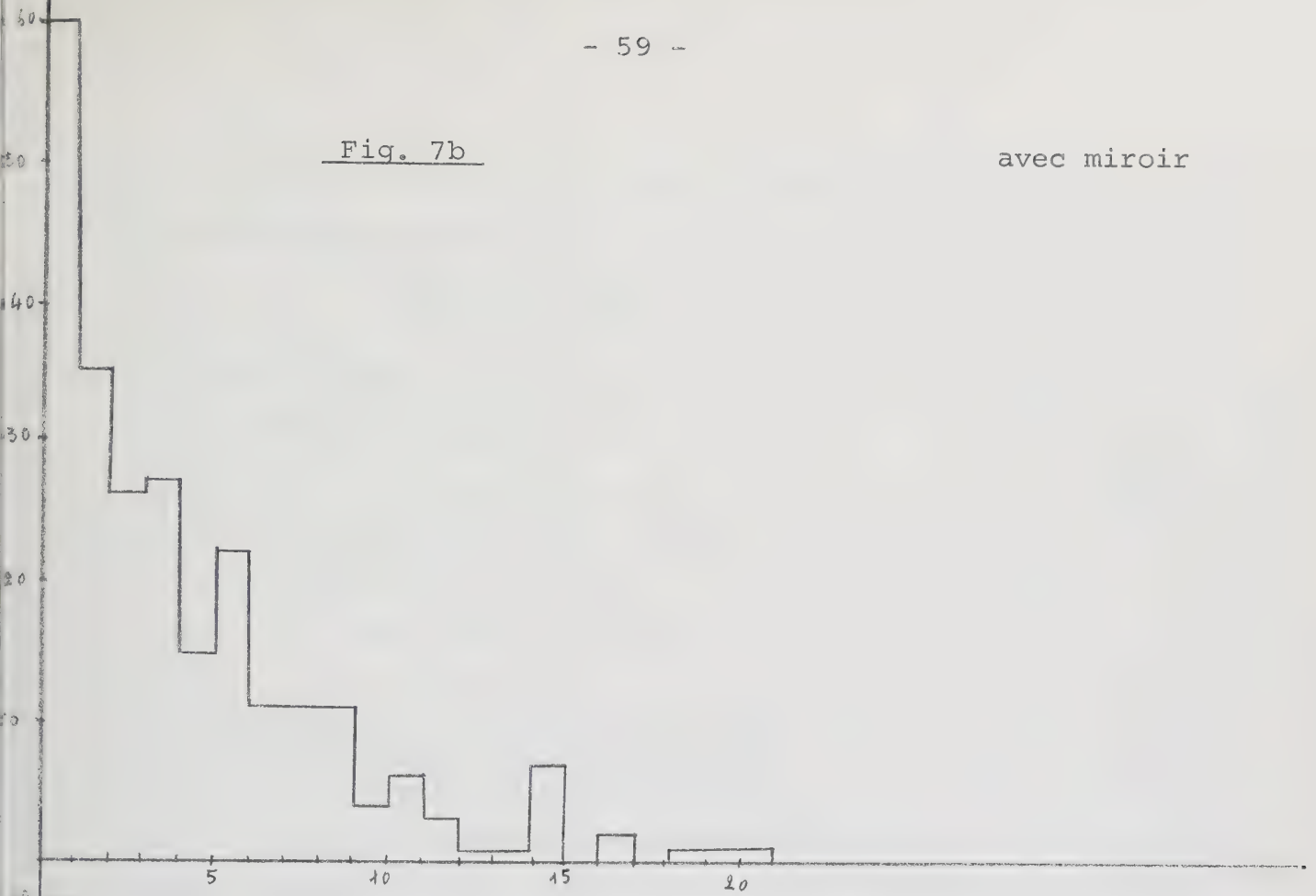
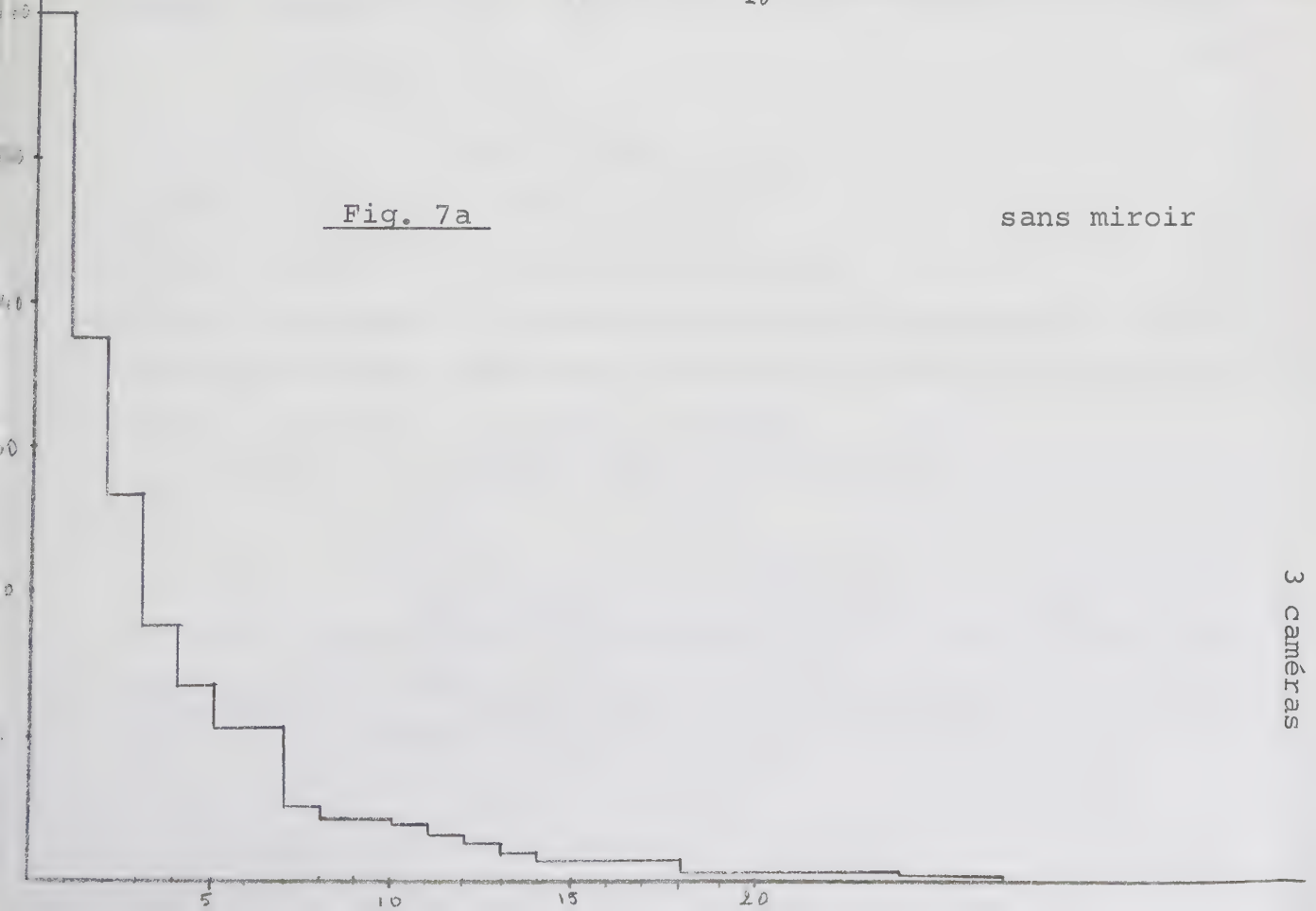


Fig. 7a

sans miroir



les angles de direction
(et leurs erreurs

$$\theta_j^{(m)} \text{ et } \varphi_j^{(m)} \\ d\theta_j^{(m)} \text{ et } d\varphi_j^{(m)}$$

soit pour n γ mesurés, $5 n$ quantités mesurées.

Pour reconstituer cette figure, en supposant les 4 droites concourantes, nous avons besoin de $3 n + 3$ paramètres, à savoir :

les coordonnées du point de désintégration, $K, = x, y, z$ 3
les angles de direction de chaque $\gamma = \theta_j, \varphi_j$ $j=1, \dots, n$ $2n$
les parcours avant matérialisation l_j n

On aura donc un ajustement à $(2n - 3)$ contraintes, n étant le nombre de rayons γ mesurés. Pour procéder à cet ajustement, on utilise la méthode de minimisation de χ^2 . Les valeurs les plus vraisemblables des paramètres cherchés sont celles qui correspondent au minimum de la fonction χ^2 de ces paramètres, définie par :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - y_i^{(m)}}{d y_i^{(m)}} \right)^2$$

où $y_i^{(m)}$ correspond aux valeurs mesurées et y_i est l'expression de cette variable en fonction des paramètres. On somme sur les différentes quantités mesurées. Ainsi dans notre cas, nous aurons :

$$\chi^2(x, y, z, \theta_j, \varphi_j, l_j) = \sum_{j=1,4} \left(\frac{x - x_j^{(m)} + l_j \cos \theta_j \cos \varphi_j}{d x_j^{(m)}} \right)^2 + \left(\frac{y - y_j^{(m)} + l_j \cos \theta_j \sin \varphi_j}{d y_j^{(m)}} \right)^2 \\ + \left(\frac{z - z_j^{(m)} + l_j \sin \theta_j}{d z_j^{(m)}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_j - \theta_j^{(m)}}{d \theta_j^{(m)}} \right)^2 + \left(\frac{\varphi_j - \varphi_j^{(m)}}{d \varphi_j^{(m)}} \right)^2$$

la sommation étant étendue aux 4 rayons γ mesurés.

Pour trouver le minimum, on cherche l'ensemble des 15 valeurs des paramètres qui annule les 15 dérivées de χ^2 par rapport à ces paramètres. On trouve ainsi en particulier les trois coordonnées du fit cible. On se sert également de la valeur minimum de la fonction χ^2 . Les études de probabilité nous fournissent la distribution attendue pour un ajustement à 5,3 ou 1 contraintes (les 3 cas qui peuvent nous intéresser ici). Ceci nous permet de vérifier si le χ^2 obtenu après un ajustement est raisonnable; s'il ne l'est pas, il y a lieu de se demander si les 4 gammas sont vraiment concourants, ou si la mesure est correcte.

C - ESTIMATION DES ERREURS DE MESURE

Les quantités mesurées sont des angles, des moments et des points.

1) Angles

Nous voulons vérifier d'une part l'absence d'erreur systématique dans les mesures d'angles, d'autre part estimer au mieux la grandeur de l'erreur de mesure.

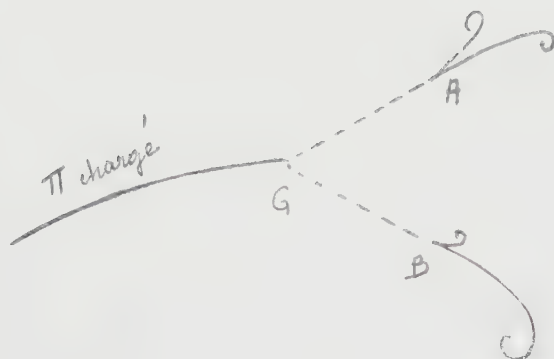
- Absence d'erreur systématique : nous avons, au cours du dépouillement, relevé un certain nombre d'interactions de mésons π chargés, produisant un échange de charge soit :

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

ou

$$\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$$

Dans les deux cas, on a production d'un π^0 que l'on peut observer par les deux rayons γ produits par sa désintégration. L'intérêt



de cette configuration, présentée dans la figure ci-contre, est de connaître la direction réelle de chaque γ , soit γ_A ou γ_B . On pourra comparer la direction de la ligne de vol du γ_A mesurée par la paire $e^+ e^-$ de matérialisation, à la direction de vol réel-

le reconstruite à partir des mesures des points G et A (G étant le point où se produit l'échange de charge, et A étant le sommet du rayon γ considéré). Nous calculerons ensuite pour chaque γ mesuré les quantités :

$$\frac{\text{dip} - \text{dip}^{(m)}}{d(\text{dip})^m} \quad \text{et} \quad \frac{az - az^{(m)}}{d(az)^m}$$

où dip et az sont les angles de profondeur et d'azimut réels, $\text{dip}^{(m)}$ et $az^{(m)}$ les angles de profondeur et d'azimut mesurés, et $d(\text{dip})^m$ et $d(az)^m$ les erreurs correspondantes. Il est clair, qu'à moins d'avoir un effet systématique, si nous traçons l'histogramme de ces quantités pour un nombre suffisant de rayons γ , nous devons obtenir une figure symétrique par rapport à 0. Ces histogrammes ont été tracés, et les figures obtenues sont montrées en fig. 8a,b. Nous voyons que les figures obtenues sont symétriques par rapport à l'axe 0 et que nous pouvons donc être rassurés sur l'absence d'erreur systématique dans nos mesures d'angle.

Remarquons que la majeure partie de ces interactions de

Figure 8a

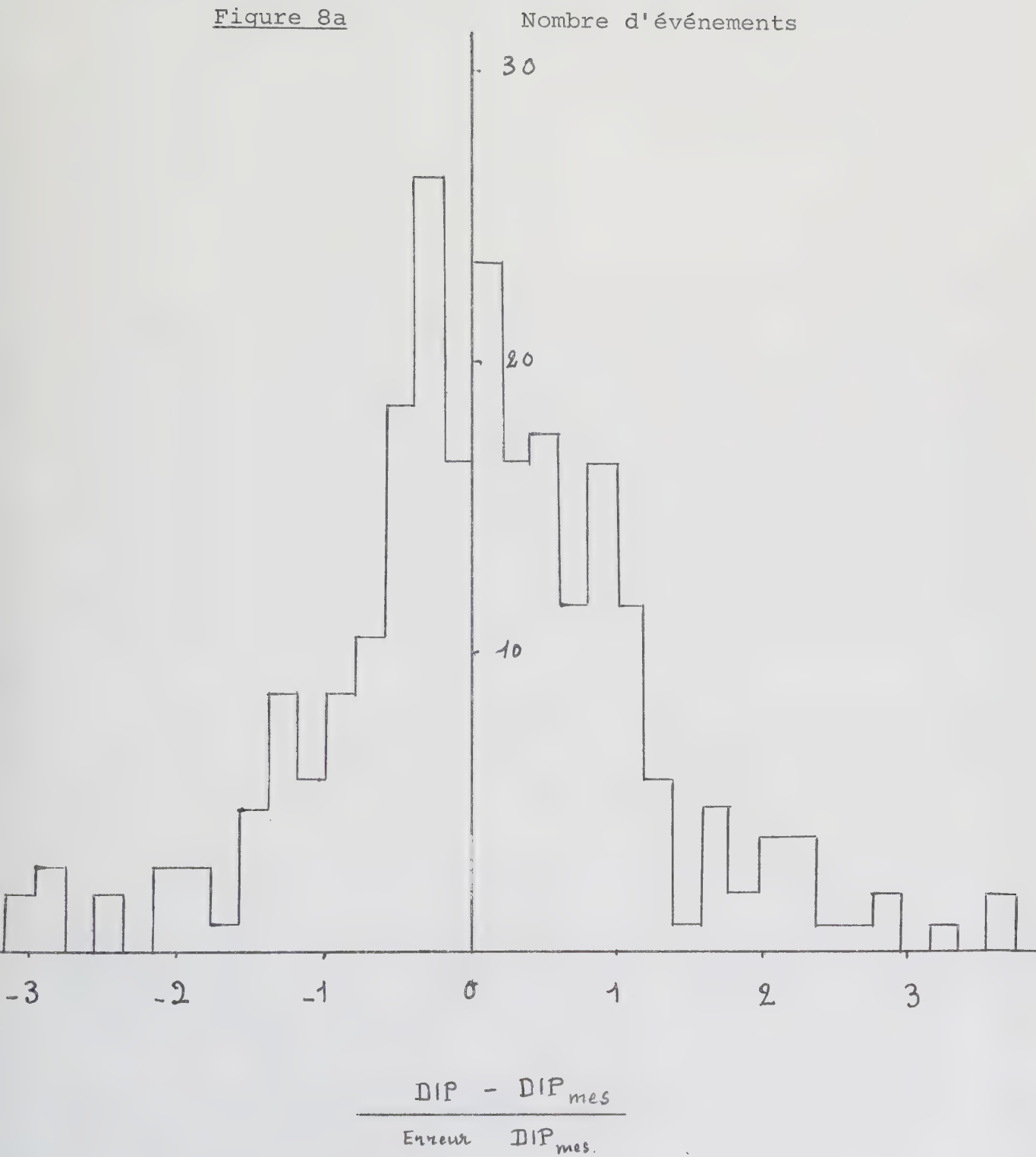
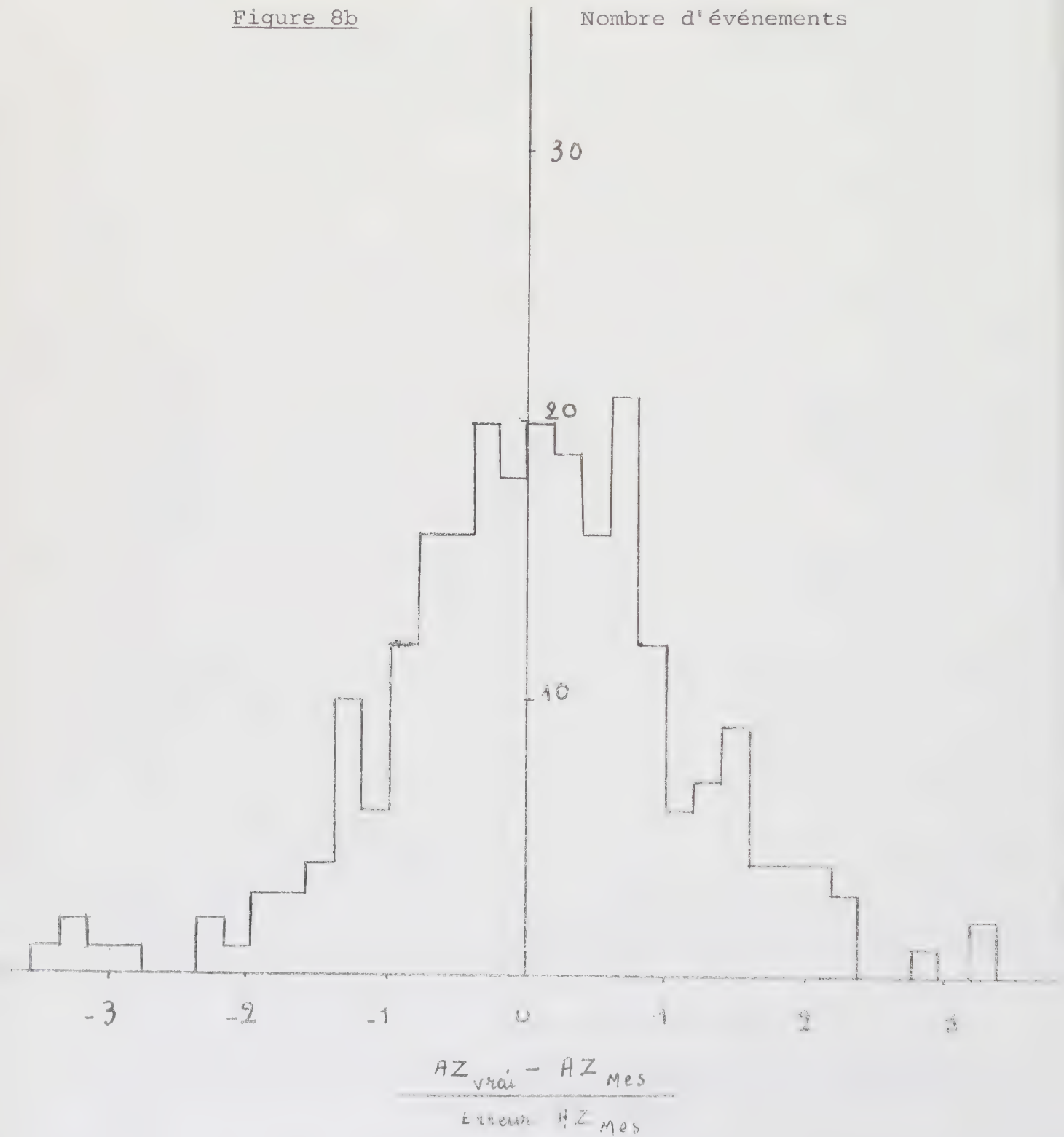


Figure 8b

Nombre d'événements



mésons π font intervenir des quantités mesurées en direct et que cette vérification ne concerne pratiquement que les angles mesurés en vue directe. C'est pourquoi nous avons été obligés de vérifier les angles mesurés dans le miroir en les comparant aux angles mesurés en vue directe par la méthode des χ^2 partiels exposés plus haut (voir p. 56)

- Estimation des erreurs

Le programme de reconstruction géométrique fournit les erreurs sur les angles mesurés, et ce sont ces erreurs dont nous nous servons ensuite dans le programme d'ajustement cinématique, pour analyser les événements 4 γ . Nous verrons que, pour pouvoir estimer avec justesse la perte que la coupure en probabilité de χ^2 nous fait subir, nous avons besoin de bien connaître ces erreurs. Il nous a donc paru important de rechercher si ces erreurs étaient bien estimées, et, dans la négative, de calculer avec précision un facteur correctif à appliquer aux erreurs calculées par le programme de géométrie.

Pour cela, nous avons à notre disposition deux méthodes :

a) utiliser les interactions de mésons π ci-dessus mentionnées. Les distributions tracées $\left(\frac{Dip - Dip^{(m)}}{d Dip^{(m)}} \text{ et } \frac{A_{\gamma} - A_{\gamma}^{(m)}}{d A_{\gamma}^{(m)}} \right)$ pour constater l'absence d'erreur systématique, doivent pouvoir être ajustables par une courbe de Gauss de largeur 1. Si la largeur obtenue est différente de 1, et est égale à ϕ , cela veut dire que les erreurs $d Dip^{(m)}$ (ou $d A_{\gamma}^{(m)}$) sont mal estimées, et doivent être multipliées par un facteur ϕ .

b) si nos erreurs sont bien estimées, lorsqu'on calcule le point de désintégration par un ajustement géométrique, on doit

obtenir une distribution des valeurs de la fonction χ^2 conforme à la courbe donnée par la théorie statistique. Il est plus simple de vérifier la distribution des probabilités de χ^2 qui doit être plate. Nous pouvons donc tracer la distribution de ces probabilités de χ^2 et, si elle n'est pas plate, multiplier les erreurs des angles de profondeur et d'azimut par des facteurs correctifs σ_D et σ_A que nous ajusterons de façon à obtenir une distribution plate.

Les deux méthodes déterminant les mêmes paramètres, nous avons choisi de les combiner ce qui nous permet d'utiliser plus d'informations, à la fois celles provenant des distributions en (dip) et en (Az) et celles provenant du "fit cible" des 4 γ . La méthode est simple : pour une valeur donnée des paramètres σ_A et σ_D , nous calculons la fonction de χ^2 pour les deux distributions de gaussiennes et pour la distribution plate, soit :

$$\chi^2_{Dip} = \sum_i \frac{(e^{-1/2 (\frac{x_i}{\sigma_D})^2} - y_i)^2}{(dy_i)^2}$$

où x_i est la valeur de la $i^{\text{ème}}$ case de l'histogramme, et y_i le nombre d'événements dans cette case, l'erreur sur y_i est prise comme la racine carrée de y_i .

De même on a :

$$\chi^2_{Az} = \sum_i \frac{(e^{-1/2 (\frac{x'_i}{\sigma_A})^2} - y'_i)^2}{(dy'_i)^2}$$

$$\chi^2_P(\chi^2) = \sum_m \frac{p_m^2}{dp_m^2} - \frac{\sum \left(\frac{p_m}{dp_m^2} \right)^2}{\sum \left(\frac{1}{dp_m^2} \right)^2} *$$

où p_m est le nombre d'événements dans la $m^{\text{ième}}$ case de l'histogramme.

Au lieu de chercher les valeurs de σ_A et de σ_D permettant d'obtenir soit χ^2_{Dip} et χ^2_{H2} minimum, soit $\chi^2_P(\chi^2)$ minimum, nous allons chercher les valeurs de σ_A et σ_D permettant d'obtenir le minimum de la somme de ces trois fonctions χ^2 soit :

$$\chi^2_{GEN} = \chi^2_{Dip} + \chi^2_{H2} + \chi^2_P(\chi^2).$$

Le problème vient principalement du fait que $\chi^2_P(\chi^2)$ ne dépend pas explicitement des paramètres σ_A et σ_D ; il en dépend à travers les erreurs de mesure des angles des X participant au "fit cible"; ces valeurs d'erreurs changent la valeur du χ^2 géométrique du "fit cible", ce qui change la distribution des probabilités de χ^2 .

* On obtient cette expression en écrivant que l'on veut ajuster à la distribution des p_m une droite de hauteur a . On aura donc :

$$\chi^2 = \sum_m \frac{(p_m - a)^2}{(dp_m)^2}$$

et l'on trouvera la valeur la meilleure de a pour le minimum de

$$\text{soit : } \frac{d\chi^2}{da} = \sum -2 \frac{(p_m - a)}{dp_m^2} = 0 \quad \text{d'où} \quad a = \frac{\sum \frac{p_m}{(dp_m)^2}}{\sum \frac{1}{(dp_m^2)}}$$

Il suffit de reporter cette expression de a dans le χ^2 écrit pour trouver l'expression utilisée.

(les p_m) donc $\chi^2_p(\chi^2)$. On va donc devoir, encore une fois, procéder par approximations successives, en quadrillant le plan σ_D, σ_A et en orientant les variations $d\sigma_A$ et $d\sigma_D$, de ces deux paramètres, de façon à faire diminuer la valeur de χ^2_{GEN} . Lorsqu'on aura trouvé le minimum $\chi^2_{G,MIN}$ on essaiera de tracer toujours dans le plan σ_D, σ_A , le contour décrit par ces deux valeurs lorsque χ^2_{GEN} est égal à $\chi^2_{G,MIN}+1$, nous savons que ceci nous permet d'évaluer l'erreur sur σ_D et σ_A .

C'est ce qui a été fait.

$$\begin{aligned}\chi^2_{MIN} &= 67.1 && \text{(ajustement à 58 contraintes)} \\ \sigma_A &= .89 \pm .01 \\ \sigma_D &= .78 \pm .01\end{aligned}$$

Nous aurons donc à multiplier les erreurs de mesure sur les angles de profondeur par le facteur .8 et les erreurs de mesure sur les angles d'azimut par un facteur .9. Avec ces facteurs la distribution de probabilité de χ^2 pour l'ajustement géométrique donnant le point de désintégration, est montrée en figure 10. Les distributions en "Dip" et "Azimut" n'ont évidemment pas changé de forme ; seule l'échelle a changé.

2) Erreurs sur les moments

La meilleure manière pour étudier les éventuelles distorsions sur les moments (ou sur les erreurs de moments) calculés par le programme est l'étude des événements à 6 γ . Ces événements, composés de 6 rayons γ pouvant provenir d'un même point

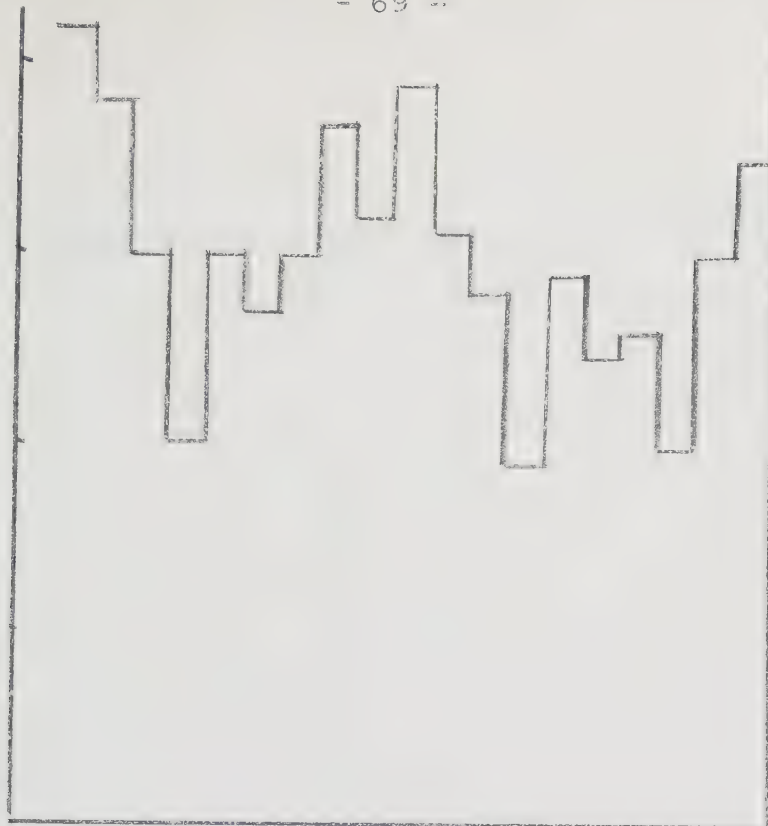


Fig. 10b

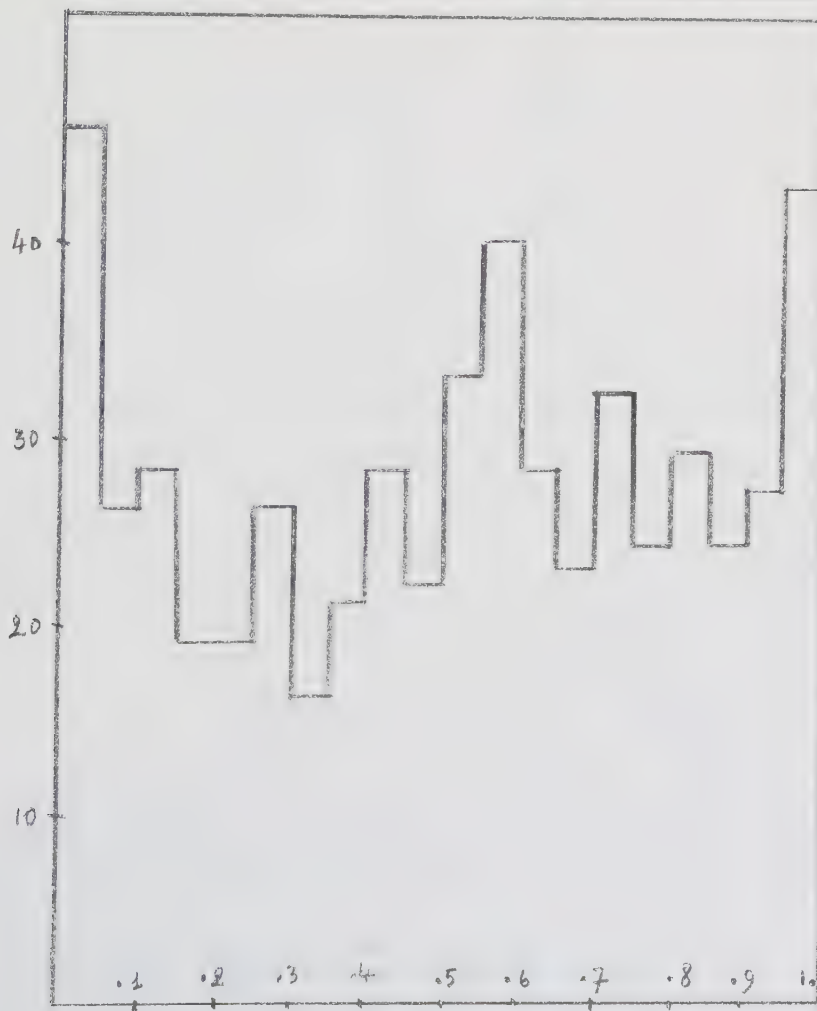


Fig. 10a

$P(x^2)$

du tuyau, ne peuvent provenir que d'une désintégration suivant le mode $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$. Les événements ont tous été revus par un ou plusieurs physiciens qui les éliminent s'il y a le moindre doute sur la provenance d'un rayon γ . Ils ont été mesurés suivant les mêmes méthodes (avec éventuellement "bricolage" comme nous l'avons vu pour les événements à 4 γ) que les événements 4 γ . On détermine leur point de désintégration par un ajustement géométrique qui, ici, sera à 9 contraintes. Pour éliminer l'influence des angles mesurés, on recalcule les angles de chaque rayon γ en calculant les directions qui joignent le point de désintégrations, K, à chaque sommet de γ . Puis on calcule la masse équivalente des 6 γ , M, en se servant des moments mesurés et des angles ainsi recalculés :

$$M^2 = \left(\sum_i p_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 \quad i = 1, 2, \dots, 6$$

$$= 2 \sum_i \sum_{j>i} p_i p_j (1 - \cos \theta_{ij})$$

θ_{ij} étant l'angle entre le $i^{\text{ème}}$ γ et $j^{\text{ème}}$ γ .

Nous avons tracé l'histogramme obtenu avec 58 événements (fig. 11). Les événements 6 γ étant des désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6 \gamma$, la masse équivalente réelle des 6 rayons γ est la masse du K_L^0 (498 MeV). Si on calcule la masse moyenne obtenue d'après les 58 masses mesurées, on obtient :

$$M_{av} = (455 \pm 10) \text{ MeV}$$

On voit que ceci est un peu inférieur à la masse du K_L^0 (498 MeV). Nous sousestimons donc un peu les moments de γ et devons corriger

K_L^0

Figure 11a

Nombre d'événements

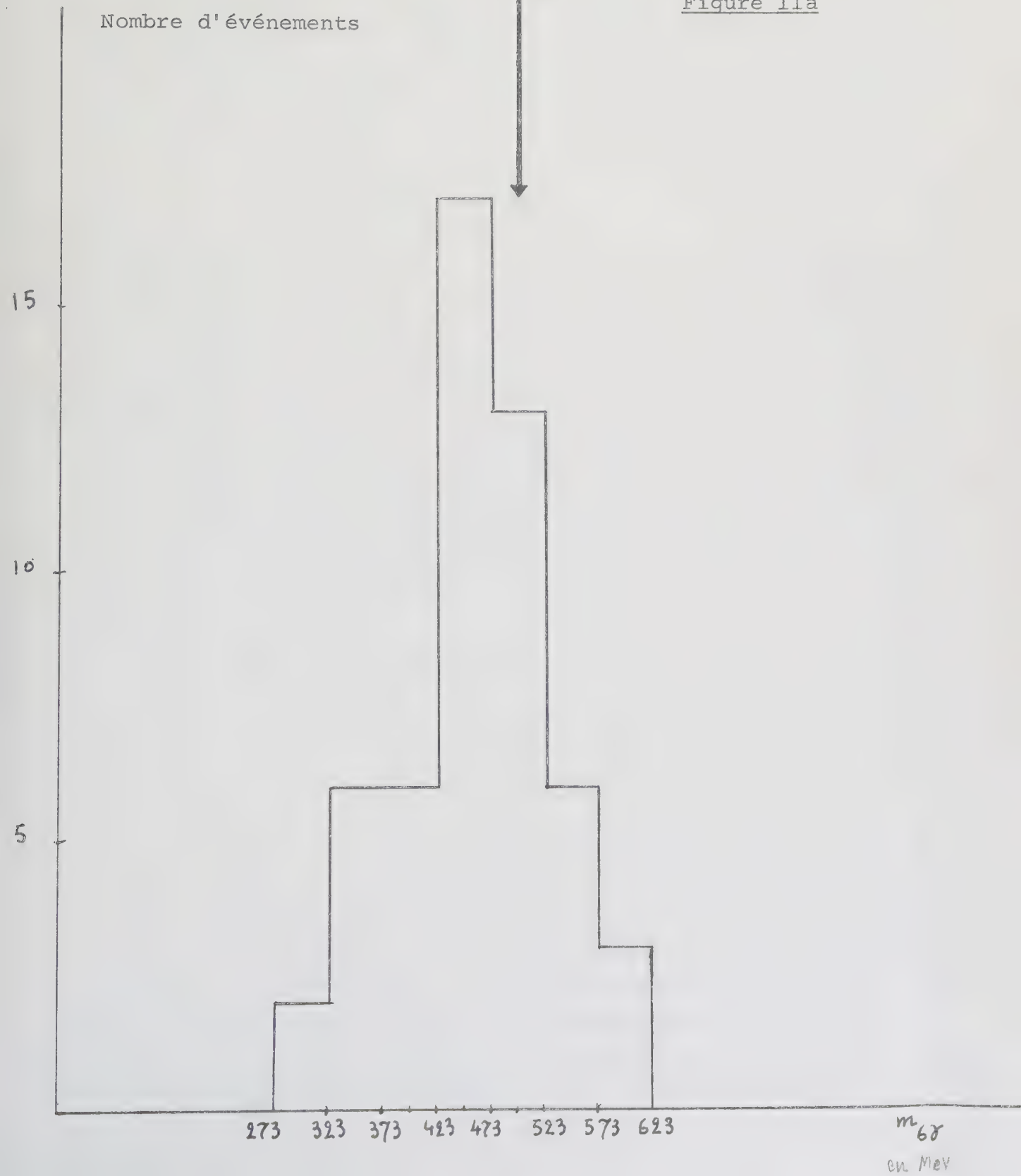
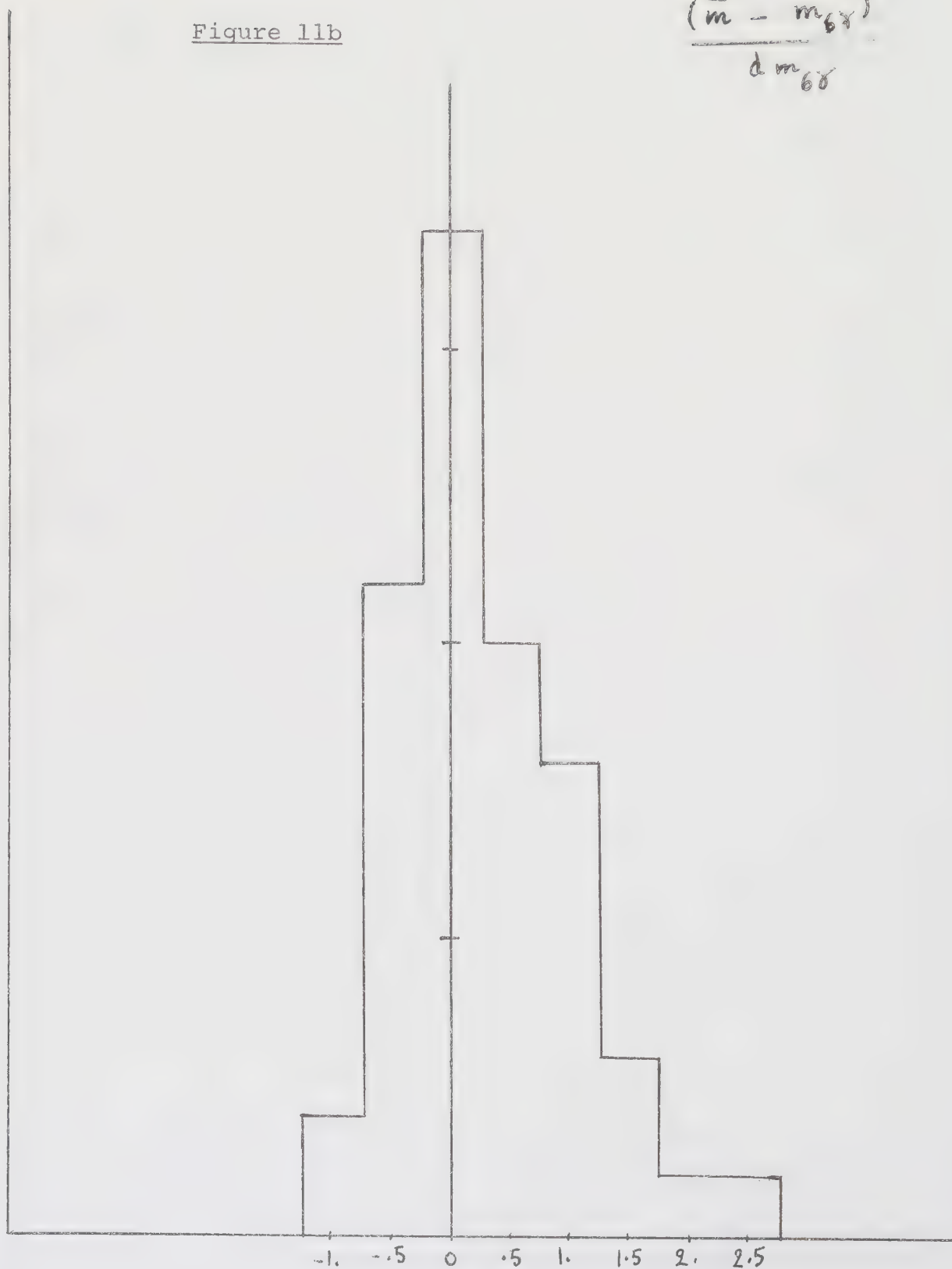


Figure 11b

$$\frac{(\bar{m} - m_{68})}{\sigma m_{68}}$$



ceux-ci par un facteur 1.1 . L'erreur sur la masse calculée ci-dessus a été calculée à partir des erreurs sur les moments calculées dans le programme. Pour vérifier ces erreurs calculées, nous pouvons procéder comme nous l'avons fait ci-dessus pour les angles : nous tracerons la distribution de la quantité :

$$\frac{M_{\text{vérité}} - M_{\text{calculé}}}{d M_{\text{calculé}}}$$

et nous essaierons d'ajuster une courbe de Gauss de largeur σ à cette distribution. Si nous obtenons une largeur σ égale à 1, nous en concluerons que nos erreurs ont été bien calculées par le programme. En fait, la distribution obtenue est dessinée en figure 11b et nous voyons que sa largeur n'est pas 1; on a dessiné en trait continu, la courbe de Gauss de largeur $\sigma = .56$, qui est celle qui s'ajuste le mieux à la distribution. Nous avons donc une surestimation des erreurs dans le programme et nous aurons à multiplier nos erreurs sur les moments calculées par un facteur. $\sigma' = \sigma \times 1.1 = .62$.

3) Erreurs sur les points

Nous avons dit plus haut que nous avons mesuré un certain nombre de points situés sur le tuyau (points de sortie de traces chargées provenant de désintégration de K^0_L). Nous connaissons donc la distribution que devrait avoir ces points dans le plan (y, z). Nous avons donc pu ainsi vérifier que les points mesurés directement ne présentaient pas d'erreur systématique. Par contre, pour les points mesurés dans le miroir, nous avons vu qu'on avait une déviation, et que cette déviation variait suivant la position dans la chambre. Nous devons donc tenir compte de cette déviation pour corriger les points mesurés à l'aide du miroir.

En ce qui concerne les erreurs sur les points, leur importance est beaucoup moins grande que les erreurs sur les angles ou sur les moments qui ont un ordre de grandeur bien supérieur. Nous n'avons donc pas vérifié s'il y avait lieu de multiplier les erreurs sur les points, données par le programme de reconstruction géométrique, par un facteur correctif, l'influence de ce facteur correctif dans le programme d'ajustement cinématique étant négligeable.

Ainsi nous voyons comment a été constitué un lot d'événements 4γ , candidats à provenir d'une désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$, correctement mesurés et avec des erreurs valables sur les quantités mesurées. Les événements à analyser se présentent à l'entrée de l'analyse sous la forme de groupes de 5 données : 4 fois un rayon gamma, et l'élément concernant le point de désintégration du méson K_L^0 .

III - ANALYSE DU LOT D'EVENEMENTS 4 γ

Les événements 4 γ dont nous venons de décrire la sélection et la mesure, proviennent en général d'une désintégration suivant le mode $K^0_L \rightarrow 3 \pi^0$, 2 γ n'ayant pas été détectés. Quelques unes/sont des désintégrations $K^0_L \rightarrow 2 \pi^0$, et le but de l'expérience est de déterminer le nombre de ces événements et le nombre de désintégrations $K^0_L \rightarrow 3 \pi^0$ leur correspondant. Le rapport des vrais événements au bruit de fond est de l'ordre de 1/40. Nous avons donc dû mettre au point une méthode particulièrement efficace et sûre pour arriver à la détermination du nombre d'événements $K^0_L \rightarrow 2 \pi^0$.

A - METHODE

On traite tous les événements 4 γ comme s'ils provenaient de la désintégration en deux mésons π^0 d'une particule inconnue X; cette particule X est supposée se déplacer le long de l'axe du tuyau qui traverse la chambre. Ces deux hypothèses permettent de calculer les paramètres caractérisant cette particule X et sa désintégration en 2 π^0 , à partir des quantités mesurées pour chacun des 4 γ . Les hypothèses faites entraînent un certain nombre de contraintes ; on fait un ajustement des variables de façon à trouver les valeurs les plus probables satisfaisant à ces contraintes. Pour chaque événement 4 γ on peut construire 3 désin-

tégrations $X \rightarrow 2 \pi^0$, correspondant aux 3 façons de coupler les γ pour former un π^0 . Il s'agit d'une part de trouver laquelle de ces 3 configurations est la plus probable, et d'autre part de séparer les événements qui sont des vrais $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ des événements qui n'en sont pas.

Le premier problème est résolu en calculant un poids pour chaque configuration et en ne gardant que la combinaison des γ qui donne le meilleur poids. Pour le second problème, plusieurs solutions sont possibles : - soit calculer la désintégration en imposant à la particule X d'être un K (c'est-à-dire en fixant sa masse à 498 MeV). On fait ensuite une coupure en χ^2 sur les événements obtenus. Cette méthode est cohérente, mais dépend d'une façon très sensible de l'estimation des erreurs de mesure: une faible variation de celles-ci entraîne une grande variation du nombre d'événements trouvés.

- soit laisser la masse de la particule X libre au moment de l'ajustement, et tracer l'histogramme des masses obtenues: les événements correspondant à la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ doivent se trouver groupés autour de la masse du K_L^0 . Une coupure en χ^2 ^{*}, qui doit évidemment supprimer plus de faux événements que de vrais événements, permettra d'améliorer la séparation des désintégrations $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ du bruit de fond. Cette méthode plus compliquée, dépend peu de l'estimation des erreurs.

Nous avons préféré choisir la seconde méthode, en réalisant l'ajustement des variables de la façon suivante. Les hypo-

^{*} En fait, comme le nombre de contraintes n'est pas le même pour tous les événements, la coupure a été faite en probabilité de χ^2 .

thèses faites pour les événements 4γ donnent un certain nombre de contraintes, et nous avons pour N valeurs mesurées, P paramètres indépendants. Pour une désintégration suivant le mode α ($X \rightarrow 2\pi^0$), on définit

$$p_\alpha(--x_k^*--) \quad \left(\text{avec } \int p_\alpha(x_k^*) \prod_{k=1}^P dx_k^* = 1 \right)$$

la probabilité a priori qu'une désintégration α donne les P paramètres x_k^* . La probabilité qu'un événement défini par des paramètres ayant les valeurs x_k^* donne un événement 4γ ayant N valeurs mesurées x_μ^m avec des erreurs σ_μ est :

$$\mathcal{P} = p_\alpha(--x_k^*--) \prod_{\mu=1}^N e^{-\left(\frac{x_\mu^m - x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots x_P^*)}{2\sigma_\mu^2} \right)^2}$$

où $x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots x_P^*)$ est l'expression de la variable x_μ en fonction des P paramètres x_k^* . En général pour obtenir les valeurs les plus probables des paramètres x_k^* , on minimise l'exposant de l'exponentielle qui est le χ^2 classique. Dans ce cas, en admettant que les contraintes sont linéaires, on connaît les distributions de χ^2 que l'on doit obtenir, et on peut donc faire des coupures en χ^2 facilement en connaissant les pertes entraînées par ces coupures.

Il nous a semblé plus correct, plutôt que de maximiser seulement l'exponentielle, de maximiser la probabilité que l'événement du mode α ait donné les valeurs mesurées, pour trouver les valeurs des paramètres x_k^* . Pour la simplicité du calcul, on minimise plutôt l'expression $-2 \text{Log } \mathcal{P}$, c'est-à-dire :

$$-2 \text{Log } \mathcal{P} = \chi^2 - 2 \text{Log } p_\alpha(--x_k^*--)$$

au lieu de minimiser l'expression χ^2 seulement.

L'avantage de cette méthode, outre qu'elle est plus cohérente, est d'entraîner une meilleure séparation entre les vrais et les faux événements. Les faux événements doivent avoir beaucoup plus de difficulté à donner des paramètres pour une désintégration $X \rightarrow 2\pi^0$ qui satisfassent la loi de probabilité a priori ; ils auront donc un χ^2 plus haut.

L'autre avantage de cette méthode est de remplacer une coupure brutale sur une des variables (par exemple le moment p de la particule X, ou la distance au centre du tuyau du point de désintégration obtenu) par une évaluation de la probabilité pour que la valeur obtenue soit une valeur correspondant à une désintégration suivant le mode α .

Le désavantage de cette méthode est évidemment que la quantité χ^2 obtenue (qui ne correspondra sûrement pas au χ^2 minimum) n'a aucune raison de suivre les distributions de χ^2 obtenues théoriquement. Pour évaluer les pertes entraînées par des coupures en χ^2 nous serons obligés de générer des événements $K^0_L \rightarrow 2\pi^0$ par une méthode de Monte Carlo, de leur appliquer le même traitement qu'aux événements 4γ et de calculer sur cette simulation de vrais événements les pertes que donnent différentes coupures en χ^2 . Ceci n'est pas vraiment un inconvénient, le Monte-Carlo étant de toute façon nécessaire pour évaluer d'autres pertes (par exemple, les pertes dues au tuyau, ou à certains critères de scanning). De toute façon la validité des distributions théoriques de χ^2 correspond, encore une fois, à une très bonne connaissance des erreurs de mesure.

Nous avons tracé l'histogramme des masses X obtenues par l'ajustement décrit précédemment. Le bruit de fond dans cet his-

togramme, a été calculé à partir d'événements $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ auxquels on a retiré 2 γ .

B - CALCUL DU POIDS DE CHAQUE EVENEMENT

Pour chaque événement reconstruit, on calcule la probabilité qu'une désintégration suivant l'hypothèse faite ait donné les paramètres x_i^* qui ont été calculés. Rappelons⁽³⁾ comment on calcule cette probabilité $P_\alpha(x_i^*)$.

On a mesuré n variables x_μ dans une désintégration. Si l'on suppose que cette désintégration est suivant un mode donné, α , elle dépend de m paramètres indépendants que nous appelons x_k^* . La probabilité qu'une désintégration suivant le mode α donne des résultats de mesure x_μ est :

$$(1) P_\alpha(x_\mu) \prod^n dx_\mu = \prod^n \left(\frac{dx_\mu}{\sigma_\mu} \right) \frac{1}{(\sqrt{2\pi})^n} \int p_\alpha(x_k^*) e^{-\sum \frac{(x_\mu - x_\mu(x_k^*))^2}{2\sigma_\mu^2}} \prod^m dx_k^*$$

où nous avons supposé qu'il n'y a aucune corrélation entre les variables mesurées :

- $p_\alpha(x_k^*) \prod^m dx_k^*$ est la probabilité a priori d'obtenir une désintégration suivant le mode α avec les paramètres x_k^* . On a la condition de normalisation $\int p_\alpha(x_k^*) \prod^m dx_k^* = 1$
- σ_μ sont les erreurs de mesures sur les x_μ
- $x_\mu(x_k^*)$ sont les expressions des n variables x_μ en fonction des m paramètres x_k^* .

L'ajustement cinématique nous fournit les valeurs les plus probables pour les x_k^* , que nous appellerons $x_{k,j}^*$, par

la recherche du minimum de l'expression $(\chi^2 - 2 \text{Log } p_\alpha)$ ce qui revient à résoudre le système des P équations :

$$(2) \quad \sum_{\mu} \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_k^*} \frac{x_{\mu}(x_k^*) - x_{\mu}^m}{\sigma_{\mu}^2} + \frac{\partial (\text{Log } p_{\alpha})}{\partial x_k^*} = 0.$$

$$- \sum_{\mu} \frac{(x_{\mu}^m - x_{\mu}(x_k^*))^2}{2 \sigma_{\mu}^2}$$

On peut développer l'expression $p_{\alpha}(x_k^*) e^{-\sum_{\mu} \frac{(x_{\mu}^m - x_{\mu}(x_k^*))^2}{2 \sigma_{\mu}^2}}$ dans la formule (1) au voisinage des valeurs $x_{k \neq l}^*$. On aura :

$$(3) \quad \exp \left[-\sum_{\mu} \frac{(x_{\mu}^m - x_{\mu}(x_k^*))^2}{2 \sigma_{\mu}^2} + \text{Log } p_{\alpha}(x_k^*) + \frac{1}{2} (x_k^* - x_{k \neq l}^*) \left[\frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_k^*} \frac{(x_{\mu}(x_k^*) - x_{\mu}^m)}{\sigma_{\mu}^2} + \frac{\partial \text{Log } p_{\alpha}}{\partial x_k^*} \right] \right]$$

$$- \left(\frac{x_k^* - x_{k \neq l}^*}{2} \right) \left[\frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_k^*} \frac{1}{\sigma_{\mu}^2} \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_{k \neq l}^*} - \frac{\partial^2 (\text{Log } p_{\alpha})}{\partial x_k^* \partial x_{k \neq l}^*} \right] (x_k^* - x_{k \neq l}^*)$$

Le premier terme s'écrit : $e^{-\frac{\chi^2}{2}} p_{\alpha}(x_{k \neq l}^*)$.

Le second terme est nul d'après les équations (2)

Le troisième terme a été obtenu en supposant les fonctions $x_{\mu}(x_k^*)$ linéaires (c'est-à-dire $\frac{\partial^2 x_{\mu}}{\partial^2 x_k^*} = 0$). Nous pouvons écrire ce terme :

$$e^{-\frac{1}{2} (x_k^* - x_{k \neq l}^*) D_{kp} (x_k^* - x_{k \neq l}^*)}$$

où D_{kp} est la matrice : $D_{kp} = \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_k^*} \frac{\partial x_{\mu}}{\partial x_p^*} \times \frac{1}{\sigma_{\mu}^2} - \frac{\partial^2 \text{Log } (p_{\alpha})}{\partial x_k^* \partial x_p^*}$

On aura donc :

$$p_{\alpha}(x_{\mu}) \prod_{\mu} dx_{\mu} = \prod_{\mu} \left(\frac{dx_{\mu}}{\sigma_{\mu}} \right) \frac{e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{(\sqrt{2\pi})^n} \int p_{\alpha}(x_k^*) e^{-\frac{1}{2} (x_k^* - x_{k \neq l}^*) D_{kp} (x_k^* - x_{k \neq l}^*)} \prod_{\mu} dx_{\mu}^*$$

En supposant $p_{\alpha}(x_k^*)$ variant peu au voisinage de $x_{k \neq l}^*$, l'intégration donne :

$$P_{\alpha}(x_{\mu}) \prod_{\mu} dx_{\mu} = \prod_{\mu} \left(\frac{dx_{\mu}}{\sigma_{\mu}} \right) \frac{e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{(\sqrt{2\pi})^n} \frac{1}{|D_{kf}|}$$

Cette expression fait intervenir 2 termes essentiels :

- le χ^2 , expression qui chiffre la distance entre les valeurs ajustées et les valeurs mesurées, en fonction des erreurs de mesure.
- la probabilité a priori des valeurs trouvées, qui montre si l'événement $X \rightarrow 2\pi^0$ reconstruit est très improbable ou au contraire probable.

C - AJUSTEMENT CINEMATIQUE

Les hypothèses faites pour les événements 4γ donnent un certain nombre de contraintes entre les variables mesurées :

- les 4 lignes de vol des γ doivent provenir d'un même point; si n directions de γ ont été mesurées, nous avons vu que ceci donne $(2n - 3)$ contraintes, soit 5 contraintes dans le cas où les 4 directions de γ ont pu être mesurées. Ces contraintes sont de nature géométrique.

- 2 des γ doivent avoir une masse équivalente égale à celle du π^0 , et de même pour les deux autres. Si n moments de γ ont été mesurés, on aura $(n - 2)$ contraintes. En effet, un γ dont la direction n'aura pu être mesurée directement, aura tout de même des angles de direction calculés à partir de son sommet et du point de concours des autres γ . Ces 2 contraintes sont

cinématiques.

- les 4 γ doivent avoir un moment résultant de direction fixée, parallèle à l'axe du tuyau. Ceci impose (n-2) contraintes cinématiques, si n moments de γ ont été mesurés.

On aura donc, dans le cas où tous les γ ont été mesurés complètement (moment et angles) un ajustement à 9 contraintes dont 5 géométriques et 4 cinématiques. Si certaines quantités n'ont pu être mesurées, le nombre de contraintes diminue. Les événements où il reste moins de 2 contraintes cinématiques ont été rejetés : ce sont les événements où moins de 2 moments de γ ont pu être mesurés. Par contre un événement où un rayon γ a son moment et ses angles inconnus est accepté, car 1 seule contrainte cinématique est perdue.

a) Choix des paramètres

On peut réaliser l'ajustement cinématique de différentes façons. Une méthode consiste à utiliser comme variables les quantités mesurées en écrivant des équations de contrainte (méthode utilisée par exemple dans le programme GRIND). L'avantage de cette méthode est de fournir des points de départ à l'ajustement, à savoir les valeurs mesurées des variables. Néanmoins l'utilisation des équations de contrainte présente des inconvénients ; D'autre part nous avons vu que nous voulons faire l'ajustement en maximisant une expression contenant la probabilité a priori de la désintégration $X \rightarrow 2\pi^0$. Cette probabilité s'exprime simplement en fonction des paramètres caractérisant d'une part la particule X, d'autre part les désintégrations en deux corps ($X \rightarrow 2\pi^0$, et $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) ; ces derniers paramètres sont en général exprimés

dans le système du centre de masse de la particule se désintégrant. Il est donc certainement plus commode pour notre méthode d'utiliser les P paramètres servant à définir une série de désintégrations suivant la séquence :



suivie de matérialisations des 4 γ résultants. On cherche directement les valeurs les plus vraisemblables de ces paramètres.

Pour reconstituer les désintégrations (A), nous avons besoin de 15 paramètres (voir le schéma ci-après):

- 5 paramètres pour définir la particule initiale : sa masse M, son moment P, et son point de désintégration (X,Y,Z).

- 2 paramètres dans le système du centre de masse de la particule X, pour définir la désintégration en 2 corps $X \rightarrow 2\pi^0$; soit θ_X, φ_X

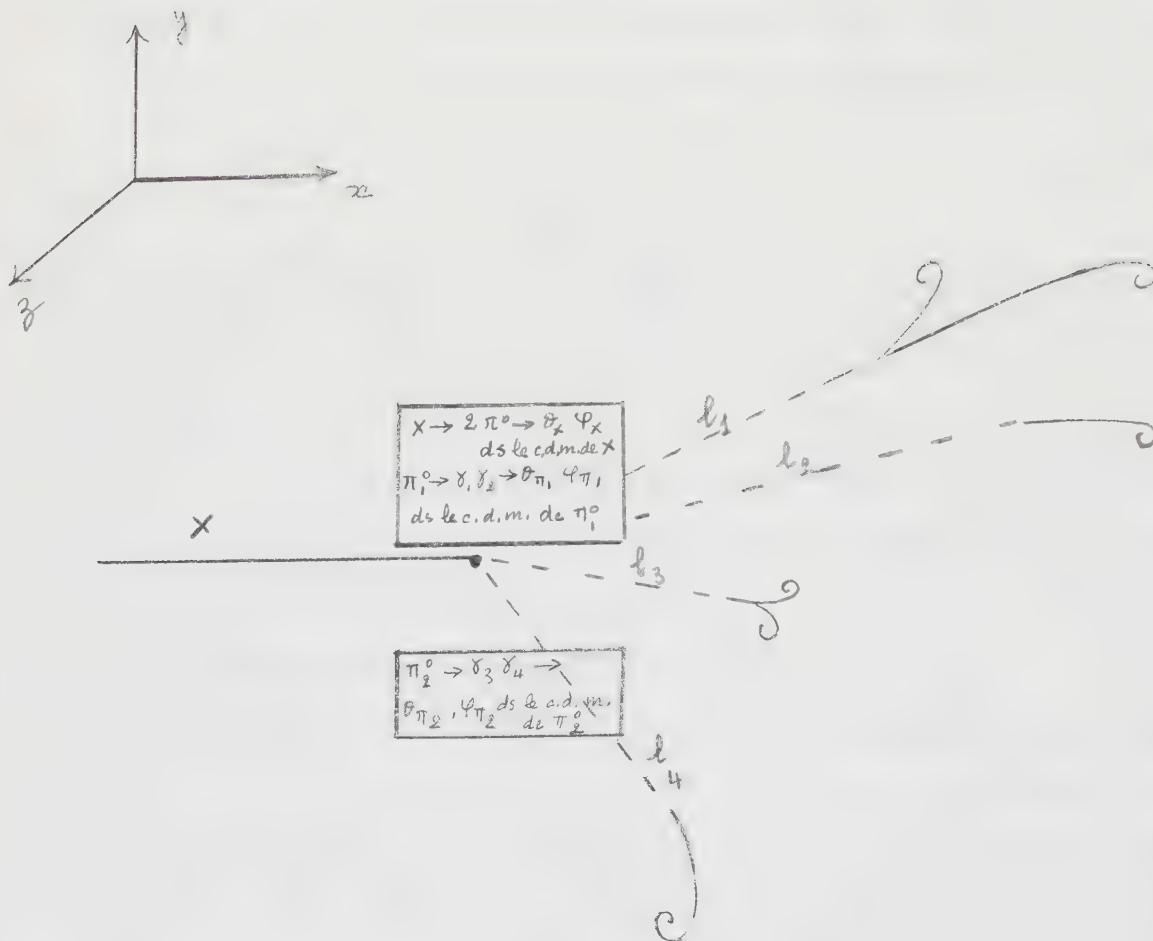
- 2 fois 2 paramètres dans les systèmes du centre de masse de chaque méson π^0 , pour définir chaque désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$; soit $\theta_{\pi_1}, \varphi_{\pi_1}$ et θ_{π_2} et φ_{π_2} .

- 4 longueurs de vol de chacun des γ avant de se matérialiser soit l_1, l_2, l_3 et l_4 .

A l'aide de ces 15 paramètres on peut exprimer toutes les quantités mesurées par des fonctions $x_\mu(x_k^*)$, où les x_k^* sont les paramètres, et les x_μ les quantités mesurées.

b) Calcul des probabilités a priori

Ayant choisi les paramètres de l'ajustement nous devons



séquence A

15 paramètres : $M, p; X, Y, Z, l_1, l_2, l_3, l_4$

$$(X \rightarrow 2 \pi^0) \vartheta_X, \varphi_X$$

$$2 \text{ fois } \pi^0 \rightarrow 2 \gamma \quad \vartheta_{\pi_1}, \varphi_{\pi_1}, \vartheta_{\pi_2}, \varphi_{\pi_2}$$

déterminer les probabilités a priori de ces paramètres, dont nous aurons besoin.

- Angles de désintégration

La probabilité pour que la désintégration en 2 corps d'une particule sans spin se produise avec des angles θ et φ dans le système du centre de masse de la particule se désintégrant, est :

$$P(\theta, \varphi) d\theta d\varphi \propto \sin \theta d\theta d\varphi.$$

On aura donc :

$$\begin{array}{ll} p_{\alpha}(\theta_x) & \propto \sin \theta_x \\ p_{\alpha}(\varphi_x) & \propto 1 \\ p_{\alpha}(\theta_{\pi_1}) & \propto \sin \theta_{\pi_1} \\ p_{\alpha}(\varphi_{\pi_1}) & \propto 1 \\ p_{\alpha}(\theta_{\pi_2}) & \propto \sin \theta_{\pi_2} \\ p_{\alpha}(\varphi_{\pi_2}) & \propto 1 \end{array}$$

- Coordonnées du point de désintégration, X, Y, Z.

Le flux de particules étant constant le long du tuyau,

on a :

$$p_{\alpha}(X) = 1$$

Pour obtenir la probabilité en Y et en Z, il faut calculer le profil du faisceau. Nous avons montré en fig. 3 les distributions expérimentales obtenues pour Y et Z. Ces distributions correspondent à la distribution du faisceau (que nous cherchons) élargie par les erreurs de mesure. Nous supposons une distribution gaussienne des y et des z, soit :

$$e^{-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{et} \quad e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma^2}}$$

où y_0 et z_0 sont les coordonnées du centre du faisceau, et σ la largeur du faisceau. Le faisceau étant symétrique, la même valeur de σ est utilisée pour la distribution en y et en z. Pour une mesure de y on obtiendra une distribution de valeurs y_i , de la forme :

$$e^{-\frac{(y_i - y)^2}{2\Delta y_i^2}}$$

où Δy_i est l'erreur sur la mesure de y_i ; de même pour la distribution en z. La probabilité d'obtenir une mesure (y_i, z_i) est donc :

$$P(y_i, z_i) = \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \Delta y_i^2}} e^{-\frac{(y_i - y_0)^2}{2(\sigma^2 + \Delta y_i^2)}} \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \Delta z_i^2}} e^{-\frac{(z_i - z_0)^2}{2(\sigma^2 + \Delta z_i^2)}}$$

et la fonction de vraisemblance pour les N mesures d'événements (y_i, z_i) faites est :

$$\mathcal{P} = \prod_{i=1}^N P(y_i, z_i)$$

On obtiendra les valeurs les plus probables de y_0 , z_0 et σ en cherchant le maximum de $\mathcal{P}$, ou plus simplement en minimisant l'expression $-2 \log \mathcal{P}$. Soit :

$$-2 \text{Log } P = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y_0)^2}{\sigma^2 + \Delta y_i^2} + \frac{(z_i - z_0)^2}{\sigma^2 + \Delta z_i^2} + \text{Log}(\sigma^2 + \Delta y_i^2) + \text{Log}(\sigma^2 + \Delta z_i^2)$$

$$\frac{\partial(-2 \text{Log } P)}{\partial y_0} = 0 \quad \Longrightarrow \quad y_0 = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{y_i}{\sigma^2 + \Delta y_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma^2 + \Delta y_i^2}}$$

$$\frac{\partial(-2 \text{Log } P)}{\partial z_0} = 0 \quad \Longrightarrow \quad z_0 = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{z_i}{\sigma^2 + \Delta z_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma^2 + \Delta z_i^2}}$$

$$\frac{\partial(-2 \text{Log } P)}{\partial \sigma} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y_0)^2}{(\sigma^2 + \Delta y_i^2)^2} + \frac{(z_i - z_0)^2}{(\sigma^2 + \Delta z_i^2)^2} - \frac{1}{\sigma^2 + \Delta y_i^2} - \frac{1}{\sigma^2 + \Delta z_i^2} = 0$$

Pour résoudre ce système d'équations on procède par approximations successives, en écrivant :

$$A(\sigma_0 + d\sigma) = A(\sigma_0) + \frac{dA}{d\sigma}(\sigma_0) d\sigma = 0$$

$$\text{d'où} \quad d\sigma = - \frac{A(\sigma_0)}{\frac{dA}{d\sigma}(\sigma_0)}$$

De cette façon on obtient la valeur la plus probable de σ puis les valeurs de y_0 et z_0 . Le calcul effectué à partir des 640 événements mesurés a donné :

$$\sigma = .45$$

$$y_0 = -.55$$

$$z_0 = -59.80$$

soit :

$$\begin{aligned} t_*(y) &= e^{-\frac{(y+0.55)^2}{2(0.45)^2}} \\ t_{**}(z) &= e^{-\frac{(z+59.8)^2}{2(0.45)^2}} \end{aligned}$$

- Moment de la particule X.

Le profil en moment du faisceau a été mesuré et est reproduit en fig. 2. Pour la commodité des calculs on y a adapté une courbe analytique et l'expression choisie a été :

$$p_x(p) \propto e^{-8p+7} \left(\frac{2p}{7}\right)^7 \quad (p \approx 4 \frac{1}{2})$$

- Longueurs de matérialisation

Les longueurs de matérialisation sont pratiquement les mêmes quelle soit l'hypothèse choisie ou la combinaison de γ prise, car ni celle-ci ni celle là n'influe beaucoup sur le point de désintégration. Il n'est donc pas nécessaire de calculer leurs probabilités car pour un événement 4 γ donné elles ajouteraient un facteur constant.

c) Calcul des valeurs ajustées

Nous avons expliqué que nous chercherions les valeurs ajustées en maximisant la probabilité pour qu'un événement défini par des paramètres ayant les valeurs x_k^* , donne un événement 4 γ ayant des valeurs mesurées x_μ^m avec des erreurs σ_μ ;

soit :

$$\mathcal{P} = \prod_k p_\alpha(x_k^*) \prod_{\mu=1}^N e^{-\frac{(x_\mu^m - x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots x_{15}^*))^2}{2\sigma_\mu^2}}$$

N étant le nombre de quantités mesurées.

- Pour simplifier le calcul, il est plus commode de minimiser la fonction

- $2 \text{ Log } \mathcal{P}$, soit :

$$-2 \text{ Log } \mathcal{P} = \sum_{\mu=1}^N \frac{(x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots) - x_\mu^m)^2}{\sigma_\mu^2} - 2 \sum_k \text{Log } p_\alpha(x_k^*)$$

On aura un système de 15 équations :

$$\frac{\partial (-2 \text{ Log } \mathcal{P})}{\partial x_j^*} = 0$$

soit :

$$\sum_{\mu=1}^N \frac{\partial x_\mu}{\partial x_j^*} \times \frac{(x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots) - x_\mu^m)}{\sigma_\mu^2} - \frac{d(\text{Log } p_\alpha(x_j^*))}{dx_j^*} = 0$$

Pour résoudre ce système, on est obligé de procéder par approximation. Pour des valeurs $x_k^* + dx_k^*$ on aura :

$$x_k^* \rightarrow x_k^* + dx_k^*$$

$$x_\mu(x_k^* \dots) \rightarrow x_\mu(\dots x_k^* \dots) + \frac{\partial x_\mu}{\partial x_k^*} dx_k^*$$

$$\frac{d(\text{Log } p_\alpha(x_k^*))}{dx_k^*} \rightarrow \frac{d(\text{Log } p_\alpha(x_k^*))}{dx_k^*} + \frac{d^2(\text{Log } p_\alpha(x_k^*))}{d^2 x_k^*} dx_k^*$$

$$\frac{dx_\mu}{dx_j^*} \rightarrow \frac{dx_\mu}{dx_j^*}$$

Nous supposons les fonctions $x_\mu(x_1^* \dots x_k^* \dots)$ linéaires, c'est-à-dire de dérivées secondes nulles, hypothèse que nous avons déjà faite dans le calcul du poids. On aura donc :

$$\frac{\partial x_\mu}{\partial x_j^*} - \frac{(x_\mu + \frac{\partial x_\mu}{\partial x_k^*} dx_k^* - x_\mu^m)}{\sigma_\mu^2} - \frac{d(\log p_\alpha(x_j^*))}{dx_j^*} - \frac{d^2 \log p_\alpha(x_j^*)}{d^2 x_j^*} dx_j^* = 0$$

(en utilisant la règle de sommation sur les indices répétés).

Soit :

$$\left[\frac{\partial x_\mu}{\partial x_j^*} - \frac{\partial x_\mu}{\partial x_k^*} \frac{1}{\sigma_\mu^2} - \delta_j^k \frac{d^2 \log p_\alpha(x_j^*)}{d^2 x_j^*} \right] dx_j^* = \frac{(x_\mu^m - x_\mu)}{\sigma_\mu^2} + \frac{d(\log(p_\alpha(x_j^*)))}{dx_j^*}$$

Le coefficient de dx_j^* est l'élément de matrice D_{kj} défini lors du calcul du poids.

On peut donc écrire plus simplement l'équation précédente sous une forme matricielle :

$$[D(x_1^* \dots x_k^* \dots)] [DX] = [F(x_1^* \dots x_k^*) + DIL(x_1^* x_k^*)]$$

où DX est le vecteur

$$DX_k = dx_k^*$$

F

$$F_k = \frac{(x_\mu^m - x_\mu)}{\sigma_\mu^2} \frac{\partial x_\mu}{\partial x_k^*}$$

DIL

$$DIL_k = \frac{d(\log(p_\alpha(x_k^*)))}{dx_k^*}$$

On obtient donc DX en inversant la matrice D :

$$[DX] = [D]^{-1} [F + DIL]$$

On procède par itération, jusqu'à obtenir des valeurs de x_k^* telles que la fonction de vraisemblance P soit pratiquement stationnaire.

d) Choix des variables mesurées

Il faut choisir les variables mesurées, x_μ de façon à ce que les erreurs, σ_μ sur ces variables soient constantes quand x_μ varie. Cette condition est nécessaire pour connaître encore l'erreur sur la quantité x_μ en cours d'ajustement. Pour chaque χ nous avons mesuré 3 variables :

- Les deux angles de direction : pour ceux-ci, l'erreur calculée par la reconstruction géométrique ne dépend que très peu de la valeur de l'angle. Nous avons donc pris ces angles comme variables d'ajustement.

- le moment : pour le moment, ce qui a été dit pour les angles, n'est plus valable. Pour les χ de petits moments, le moment est calculé par la longueur des électrons de matérialisation du χ , et dans ce cas, l'erreur calculée est Δp ; on peut donc admettre pour ces χ , que le moment est une bonne variable d'ajustement. Il n'en est plus de même pour les χ de moment plus important.

Pour les moments moyens, l'erreur provient principalement du phénomène de diffusion multiple. Dans ce cas, les calculs montrent que l'erreur calculée est $\frac{\Delta p}{p}$. La variable qu'il convient de prendre pour l'ajustement est alors $\text{Log } p$ et non p car Δp dépend ici de p .

Enfin pour les grands moments, le phénomène de diffusion multiple devient négligeable, et l'erreur est surtout une

erreur de pointé. Dans ce cas, l'erreur calculée est $\frac{\Delta p}{p^2}$ soit $\Delta(\frac{1}{p})$. Nous prendrons donc $\frac{1}{p}$ comme variable ajustée pour des grands moments.

Il apparaît donc qu'il est difficile de trouver une fonction du moment telle que l'erreur sur cette fonction soit constante pour toutes les valeurs de p . Nous avons donc décidé de diviser les γ mesurés en 3 catégories :

$$\begin{array}{l} p_{\gamma} < 50 \text{ MeV/c: (principalement mesurés par longueur)} \\ 50 \text{ MeV/c} < p_{\gamma} < 150 \text{ MeV/c} \\ 150 \text{ MeV/c} < p_{\gamma} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right. \begin{array}{l} \\ \\ \text{mesurés par courbure} \end{array}$$

Pour les γ de la première catégorie on a pris comme variable $x_{\mu} = p_{\gamma}$; pour ceux de la seconde, $\text{Log } p_{\gamma}$ et ceux de la troisième $\frac{1}{p_{\gamma}}$.

e) Calcul des valeurs de départ

En abandonnant l'ajustement sur les valeurs mesurées nous abandonnons aussi la facilité d'avoir des valeurs de départ pour l'ajustement toutes prêtes, à savoir les valeurs mesurées. Il ne nous est évidemment pas possible de calculer des valeurs des paramètres utilisés à partir des valeurs mesurées (ce qui revient à passer du système du laboratoire au système du centre de masse pour des valeurs ne satisfaisant pas aux équations de contrainte).

On va donc se constituer une grille d'événements $X \rightarrow 2\pi^0$ qu'on tirera au sort par Monte-Carlo. Le programme de Monte Carlo qui sera utilisé plusieurs fois au cours de l'expérience est décrit dans l'appendice I. On compare l'événement

4 γ à traiter aux événements de la grille en calculant le χ^2 pour chaque événement de Monte-Carlo :

$$\chi^2 = \sum_{\mu} \frac{(x_{\mu}^m - x_{\mu}^c)^2}{\sigma_{\mu}^2}$$

x_{μ}^c étant les valeurs calculées par le Monte-Carlo, et on prend comme valeurs de départ les x_{μ}^c de l'événement pour lequel le χ^2 est minimum. Cette méthode est un peu plus longue que dans le cas d'un programme comme Grind, mais ne nécessite aucun travail supplémentaire puisque le programme de Monte-Carlo est utilisé à d'autres fins.

f) Efficacité du programme d'ajustement cinématique

Il s'agit ici de chiffrer les pertes d'événements $K^0_L \rightarrow 2\pi^0$ dues au programme lui-même. Nous utilisons le programme de Monte-Carlo et traitons les événements générés comme les vrais événements 4γ mesurés. On trace les mêmes histogrammes que ceux qui seront tracés avec les événements mesurés et, sachant le nombre de $2\pi^0$ générés, on peut ainsi évaluer les pertes dues au programme.

- Efficacité du choix de la meilleure combinaison :

Dans le cas d'un événement généré nous savons évidemment quelle est la vraie combinaison de γ correspondant aux $2\pi^0$. Cette combinaison est celle qui a le meilleur poids (i.e. celle qui sera choisie) dans 98 % des cas.

- Probabilité de χ^2

Nous avons vu, que étant donné la méthode choisie pour l'ajustement, nous n'avons pas d'information théorique sur la distribution de probabilité de χ^2 . Le Monte-Carlo nous

permet de calculer les pertes créées par une coupure : on a tracé la distribution de probabilité de χ^2 obtenue en fig. 12a. On voit qu'une coupure à 10 % de probabilité de χ^2 , va enlever 12 % d'événements $2\pi^0$, tandis qu'une coupure à 30 % en enlèverait 35 %.

- Distribution de masse.

La figure 12b montre les distributions de masse obtenues, sans coupure en probabilité de χ^2 , avec une coupure à 10 % et avec une coupure à 30 %. Nous pourrions ainsi évaluer la proportion d'événements $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ perdus, suivant les coupures faites en probabilité de χ^2 et en masse.

D - CALCUL DES EFFICACITES DE DETECTION

2 causes de pertes d'événements $2\pi^0$ se présentent :

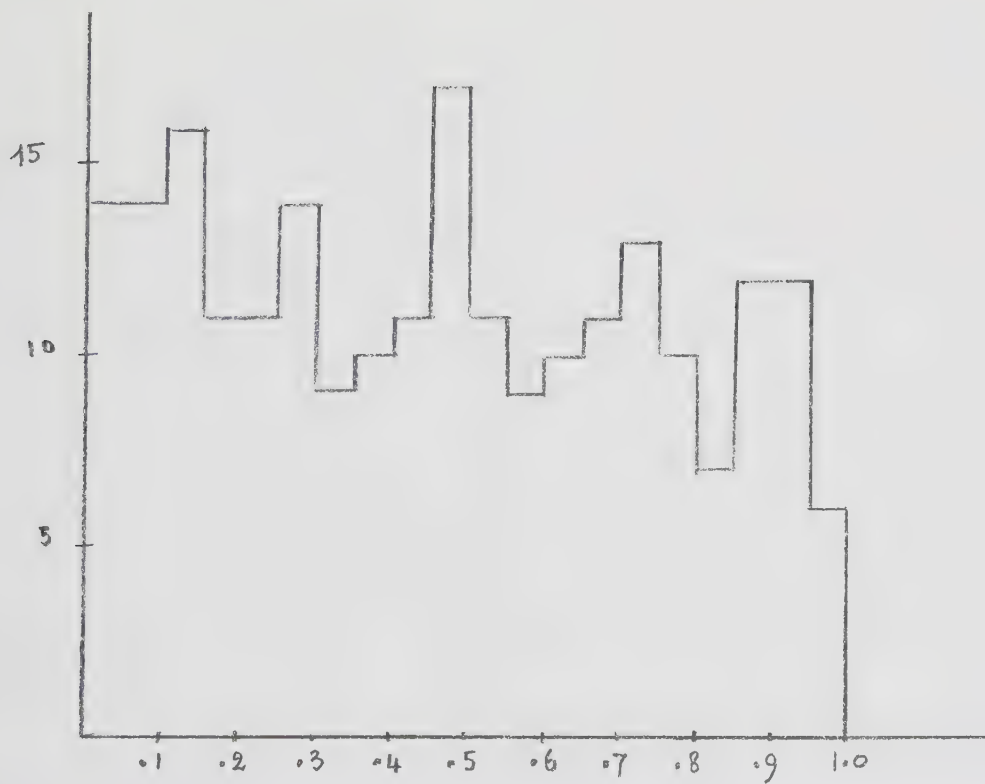
- a) l'événement $2\pi^0$ ne se présente pas comme un événement 4γ tel qu'il a été défini lors du dépouillement
- b) l'événement $2\pi^0$, bien que satisfaisant aux critères de dépouillement et de sélection, n'a pas été relevé ou a été mal classé.

a) Le $2\pi^0$ n'est pas un 4γ

Les causes possibles pour qu'un événement $2\pi^0$ ne satisfasse pas aux critères de dépouillement des 4γ sont :

- α) - 1γ ne s'est pas matérialisé dans la chambre
- β) - 1γ est aligné avec un autre γ et peut être confondu avec un γ de Bremsstrahlung de ce 2^{nd} γ .

Résultats du Monte Carlo 2



Probabilité de χ^2

Figure 12a

Distributions de masse

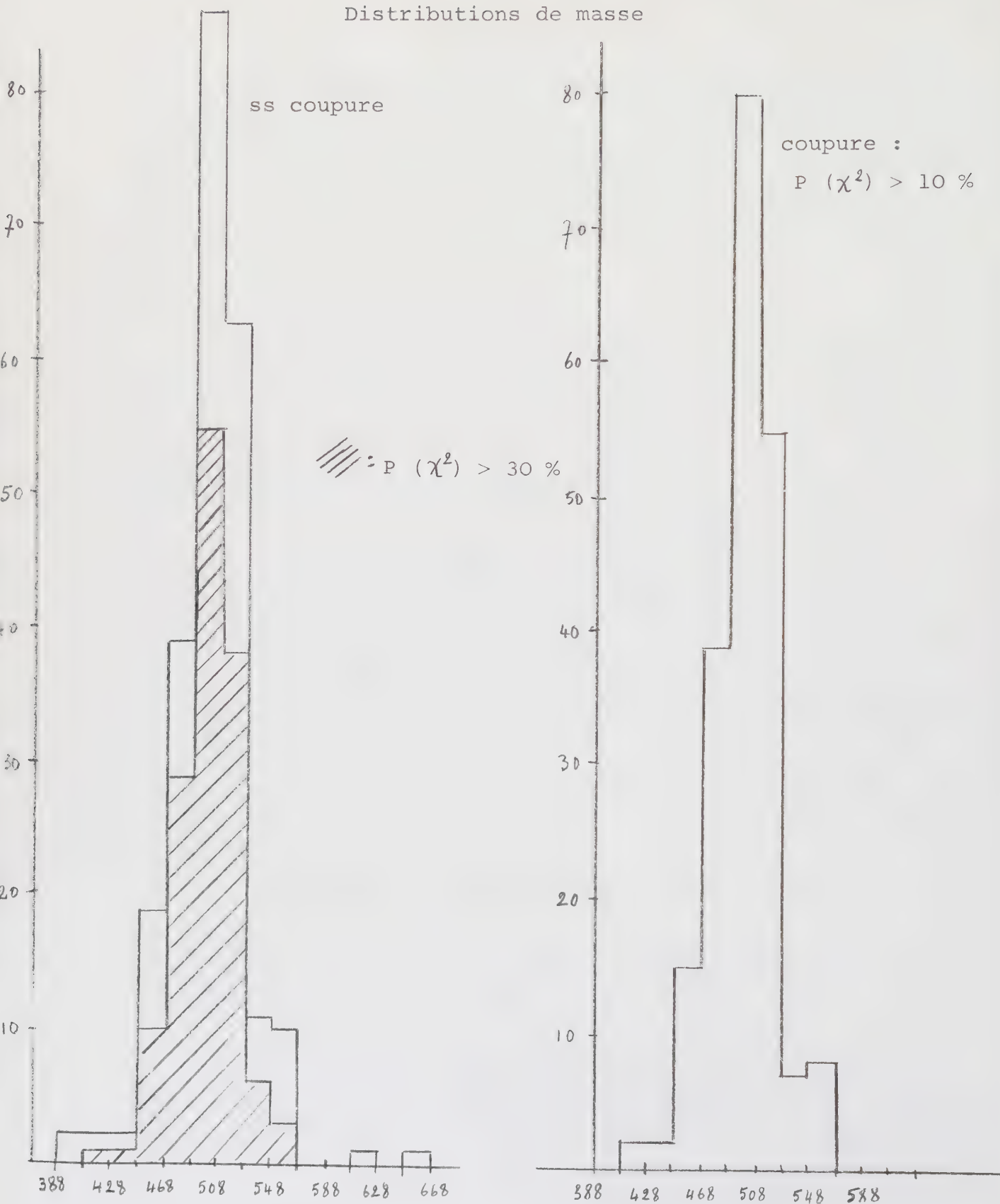


Figure 12b

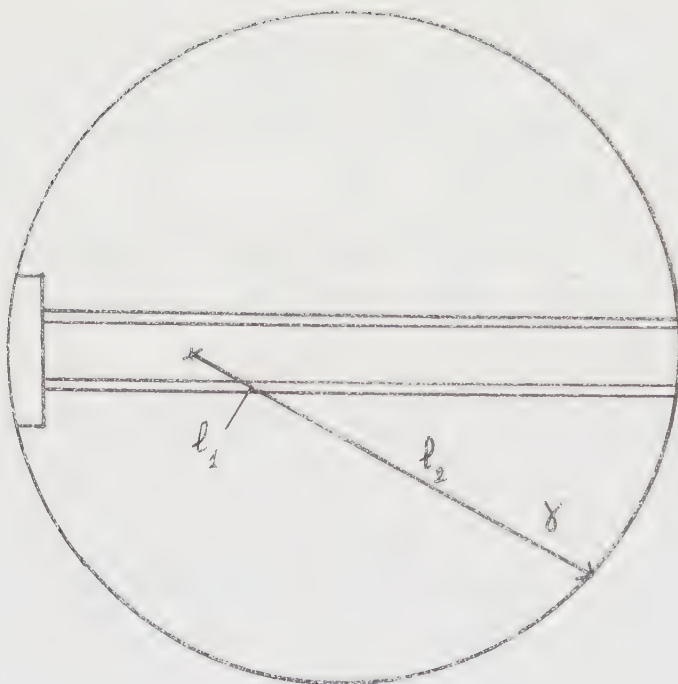
γ) - 1 γ est parti le long du tuyau

δ) - 1 γ n'est vu que sur une vue et n'est pas mesurable du tout.

La dernière catégorie est facile à évaluer. Ces événements ont été notés au dépouillement et à la sélection, et nous connaissons donc leur nombre, soit 32, c'est-à-dire une proportion de $(5 \pm 1) \%$. Les 3 premières catégories sont évaluées en générant un ensemble d'événements $K^0_L \rightarrow 2\pi^0$ par le programme de Monte-Carlo (cf. Appendice 1). Ce programme calcule les moments et les angles des 4 γ résultants, tels qu'ils auraient pu être mesurés. Dans ce cas, on tire au hasard, en plus, l'abscisse du point de désintégration suivant une distribution plate, entre les 2 marques fiduciaires du tuyau, ce qui situe l'événement par rapport à la chambre.

Pour obtenir la proportion d'événements perdus appartenant aux catégories β ou γ , il suffit de comparer les directions des γ entre elles, ou à la direction de l'axe du tuyau et de vérifier si l'événement aurait été retenu. Sur 222 événements générés on a 37 événements rejetés pour ces deux causes soit $(16 \pm 2) \%$.

Pour les événements non éliminés par les critères β ou γ , on va calculer la probabilité que les 4 γ se matérialisent dans la chambre. Un γ , étant émis dans le tuyau, doit traverser le tuyau, soit une longueur ℓ_1 d'aluminium, puis la chambre, soit une longueur ℓ_2 de fréon lourd. Pour que le γ réponde aux critères de γ sûr, il faut qu'il ne se soit pas matérialisé dans la paroi du tube, et qu'il se soit matérialisé



dans la chambre. La probabilité pour un γ de répondre à ce critère, est :

$$e^{-\mu_{Al} l_1} (1 - e^{-\mu_{liq} l_2})$$

où μ_{Al} et μ_{liq} sont les probabilités de matérialisation (en cm^{-1}) dans l'aluminium et dans le liquide de la chambre (CF_3Br). Pour ce dernier, on calcule μ_{liq} à partir des probabilités de matérialisation μ_i (en cm^2/g) pour le carbone, le fluor et le Brome, et des masses volumiques de chacun de ces constituants dans le fréon lourd :

$$\mu (\text{cm}^{-1}) = \sum \rho_i \mu_i (\text{cm}^2/\text{g})$$

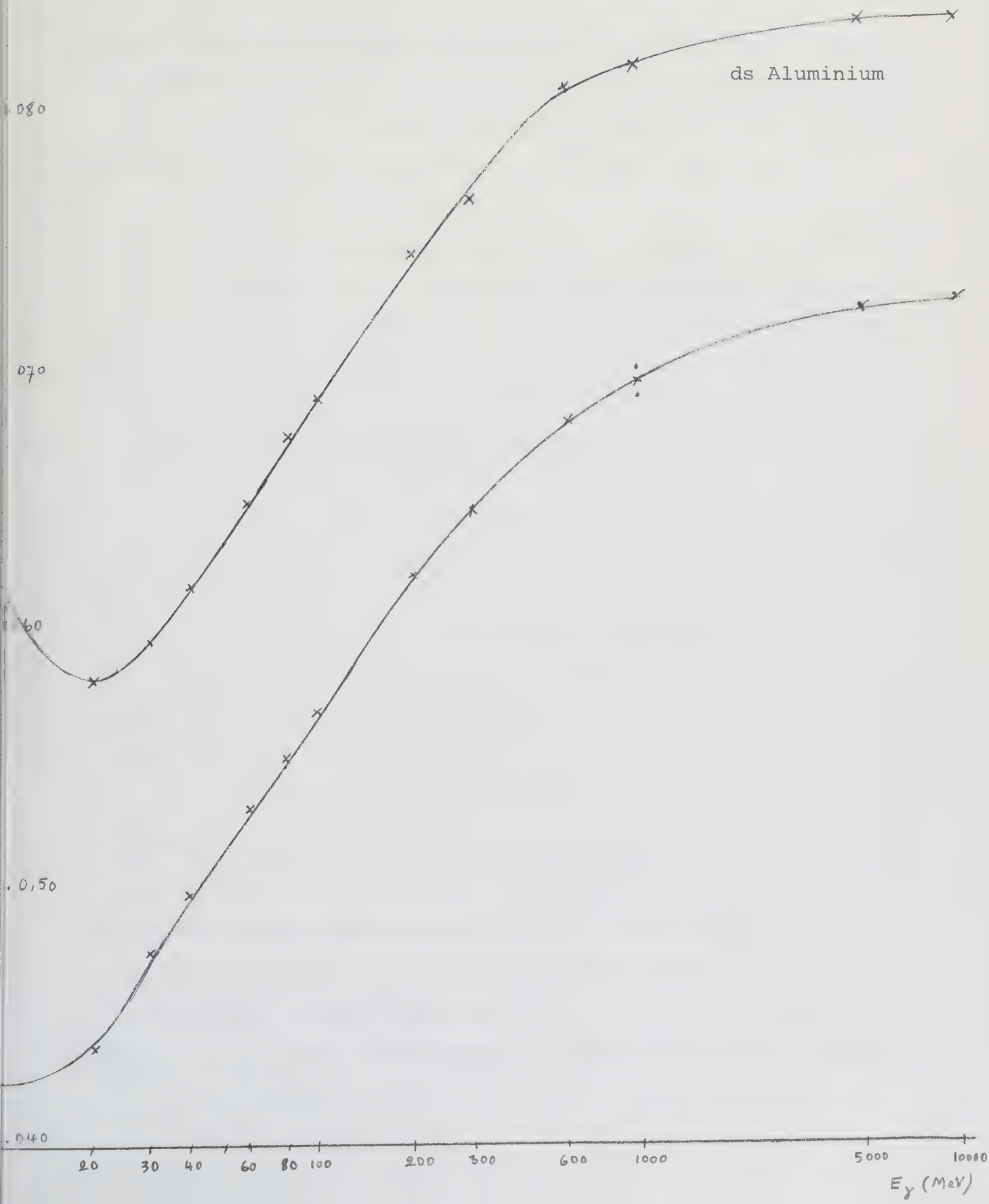
les valeurs obtenues sont montrées sur la figure 13, en fonction de l'énergie du γ .

μ
en cm^{-1})

- 99 -

Figure 13

Probabilité de matérialisation d'un γ ds CF_3Br



On calcule la probabilité pour chaque γ de se matérialiser dans le liquide de la chambre, et on obtient ainsi la probabilité de voir un événement 4 γ .

Les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Evénements non mesurables :	(1 ± 1)
γ le long du tuyau	} 16 ± 2
2 γ alignés (à 3 écarts)	
	8 ± 2
Probabilité moyenne d'avoir 4 γ matérialisés dans la chambre	65 ± 3
Efficacité de détection des 2 π^0	48 ± 9

b) Efficacité de sélection

On peut diviser la formation du lot d'événements 4 γ en deux phases : le dépouillement où un événement est retenu comme n γ ($6 \geq n \geq 2$) ou ne l'est pas ; la sélection où les événements n γ sont classés en $n > 4$ ou $n \leq 4$.

- Dépouillement : on relève ici tous les événements n γ . Le but de l'expérience est de déterminer le rapport

$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}$. Les pertes en événements 2 π^0 ou 3 π^0 au dépouillement seront les mêmes, ces événements étant retenus en même temps. Les facteurs d'efficacité de dépouillement des 2 π^0 et des 3 π^0 s'annulent donc, et nous n'avons pas à les déterminer.

A titre de vérification, 40 films, soit 70 % des photos ont subi un second dépouillement. Une efficacité comparable, de l'ordre de 87 %, a été calculée pour les deux catégories d'événements ($n \leq 4$, et $n \leq 6$).

- Sélection : il n'y a pas de sélection pour les événements $3\pi^0$, puisque l'estimation du nombre d'événements $3\pi^0$ a été obtenue à partir du nombre total de $n\gamma$, (quelque soit n). Par contre pour le nombre de $2\pi^0$, la sélection a une grande importance : elle détermine le nombre de γ sûrs, n . Si n est déclaré supérieur à 4, l'événement ne fera pas partie du lot final d'événements 4γ à partir duquel nous allons déterminer le nombre de désintégrations $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$.

Dans l'absolu, ce que nous voulons donc déterminer, c'est la proportion de vrais événements $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ qui ont été perdus à la sélection par adjonction d'un $5^\circ\gamma$ primaire qui a en fait une autre origine qui n'a pas été vue. Comme nous ne savons pas distinguer les vrais événements 4γ des faux événements ($3\pi^0$ où 2γ ne sont pas vus comme primaire), ce qui sera déterminé c'est la proportion d'événements 4γ perdus à la sélection parce qu'ils ont été rangés, à tort, dans la catégorie $\geq 5\gamma$. En fait, nous pensons pouvoir dire avec confiance que cette proportion est bien plus faible pour les vrais événements que pour les faux événements : le nombre total de rayons γ étant moins grand pour les premiers, il semble beaucoup plus difficile d'associer un faux $5^\circ\gamma$ avec les premiers qu'avec les seconds.

Dans le but de déterminer cette efficacité de sélection pour les événements à 4γ , 23 films ont été entièrement resé-

lectionnés (et passés en supersélection et mesurés si besoin en était). Les événements sélectionnés deux fois, ont été rangés en 4 classes :

$\alpha) \geq 5 \gamma$ à la sélection et à la resélection

$\beta) \leq 4 \gamma$ à la sélection et à la resélection

$\gamma) \leq 4 \gamma$ à la sélection et $\geq 5 \gamma$ à la resélection

$\delta) \geq 5 \gamma$ à la sélection et $\leq 4 \gamma$ à la resélection.

La première classe a été évidemment laissée de côté. Pour la seconde classe, ces événements avaient été mesurés et passés en supersélection. Il a été supposé que le verdict de la supersélection était vrai (étant appuyé sur la mesure et sur l'avis de plusieurs physiciens) et qu'il aurait été le même pour une éventuelle supersélection $\star$. Tous les événements du lot 4γ appartenant à cette catégorie ont donc été déclarés retrouvés à la resélection.

Les événements de la classe γ avaient également été vus et revus en supersélection. Ils auraient pu nous servir à vérifier l'efficacité de la resélection, ce qui n'était pas notre but; nous les avons donc également laissés de côté.

La classe δ contient des événements que la sélection a manqué et qui pourraient pourtant être des 4γ . C'est la catégorie qui va nous permettre de chiffrer notre efficacité de sélection. Ces événements sont revus par des physiciens en supersélection, mesurés au besoin, à la suite de quoi certains

$\star$ Dans certains cas, par erreur d'organisation, deux supersélections ont été faites indépendamment sur le même événement, et il a été constaté que le verdict était constant.

passent dans la catégorie $\geq 5 \gamma$ et la classe α); le reste correspond à des événements 4γ manqués à la sélection.

Posons $\mathcal{E}_s$ l'efficacité de sélection, c'est-à-dire la probabilité qu'un événement soit retenu à la sélection; de même soit $\mathcal{E}_R$ l'efficacité de resélection. Si on étudie un lot de N événements, on a :

nombre d'événements retenus en sélection $N_s = \mathcal{E}_s N$

" " retenus en resélection $N_R = \mathcal{E}_R N$

" " communs à sélection et resélection $C = \mathcal{E}_s \mathcal{E}_R N$

On a donc :

$$\mathcal{E}_s = \frac{C}{N_R}$$

C est le nombre d'événements en catégorie β , N_R est égal à la somme de C et du nombre d'événements restés en catégorie δ) après supersélection.

En fait, en admettant l'hypothèse que l'efficacité de sélection pour les désintégrations ($K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$) est supérieure à celle déterminée pour tous les événements 4γ , nous pourrions seulement conclure que l'efficacité de sélection est comprise entre $\mathcal{E}_s$ et 1. Ceci explique le soin particulier qui a été pris pour former le lot d'événements 4γ de façon à avoir une efficacité globale $\mathcal{E}_s$ aussi haute que possible.

Les résultats de la double sélection sont rassemblés dans le tableau ci-après :

Nombre de photos resélectionnées	26140
Nombre de 4 γ communs	16
Nombre de 4 γ uniquement à la sélection	12
Nombre de 4 γ uniquement à la resélection	11
Efficacité de sélection des 4 γ = $(87.0 \pm 2.4)\%$	
Efficacité de sélection des 2 π^0 $(87.0 \pm 2.4)\% < \mathcal{E}_{2\pi^0} < 1$	

A titre indicatif, nous notons ici les résultats concernant la resélection des événements donnant une masse $2 \pi^0$ compris en 468 MeV et 568 MeV, c'est-à-dire les événements qui seront pris pour calculer le nombre d'événements $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$. Ces désintégrations comprennent une très forte proportion d'événements $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$. Ils ne sont pas assez nombreux pour permettre de donner un résultat, mais les chiffres sont en accord avec notre hypothèse que l'efficacité de sélection pour les vrais événements $2 \pi^0$ est meilleure que pour tous les événements

Nombre d'événements dans la bande de masse 468-568 MeV	:15
Nombre d'événements ayant été resélectionnés	: 10
Nombre d'événements ayant été classés 4 γ à la resélection	: 10
Nombre d'événements ayant été classés $\geq 5 \gamma$ à la resélection	: 0
D'où	$\mathcal{E}'_R : (100 - 30)\%$

On ne peut évidemment calculer que l'efficacité de resélection, car les événements 4γ trouvés seulement à la resélection n'ont pas été tous mesurés et on ne connaît donc pas ceux qui sont dans la bande de masse 468-568 MeV.

III - CALCUL DU RAPPORT $R = \frac{(K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0)}{(K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0)}$ et de η_{00}

Nous avons vu en détail dans le chapitre précédent comment nous avons effectué l'analyse cinématique des événements 4γ , en calculant pour chaque événement la masse de la particule qui se désintègre. Nous présentons ici les résultats de cette analyse pour toute la collaboration X 4 (laboratoires du CERN, d'Orsay et de l'Ecole Polytechnique).

A - EVALUATION DU NOMBRE DE DESINTEGRATIONS $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$

a) Histogramme de masse

Les histogrammes de masse obtenus pour les 640 événements de l'Ecole Polytechnique et pour les événements de toute la collaboration sont représentés en figure 14a et 14b.

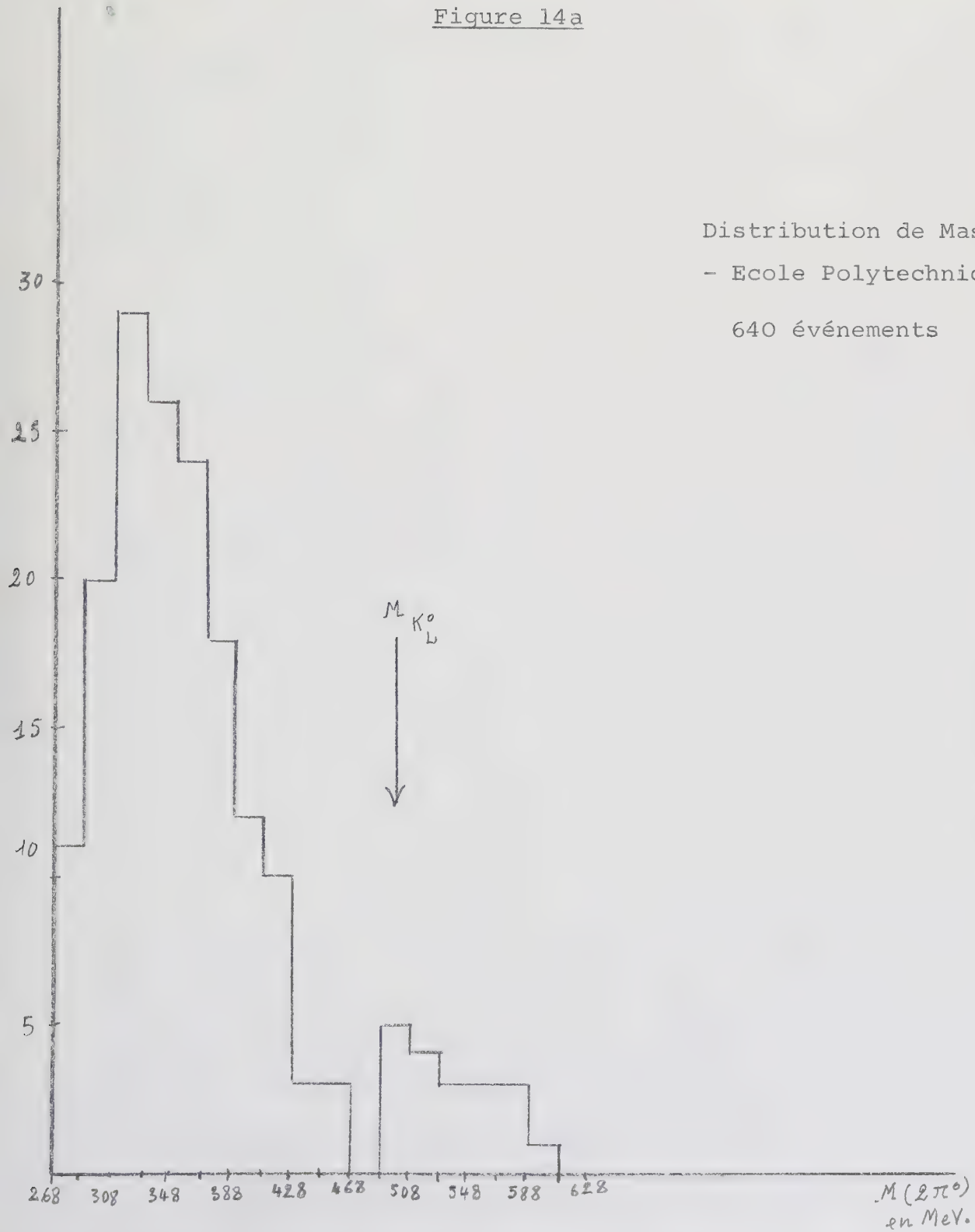
On observe une accumulation d'événements pour une masse égale à la masse du K_L^0 . Un certain nombre de coupures ont été faites sur ces événements :

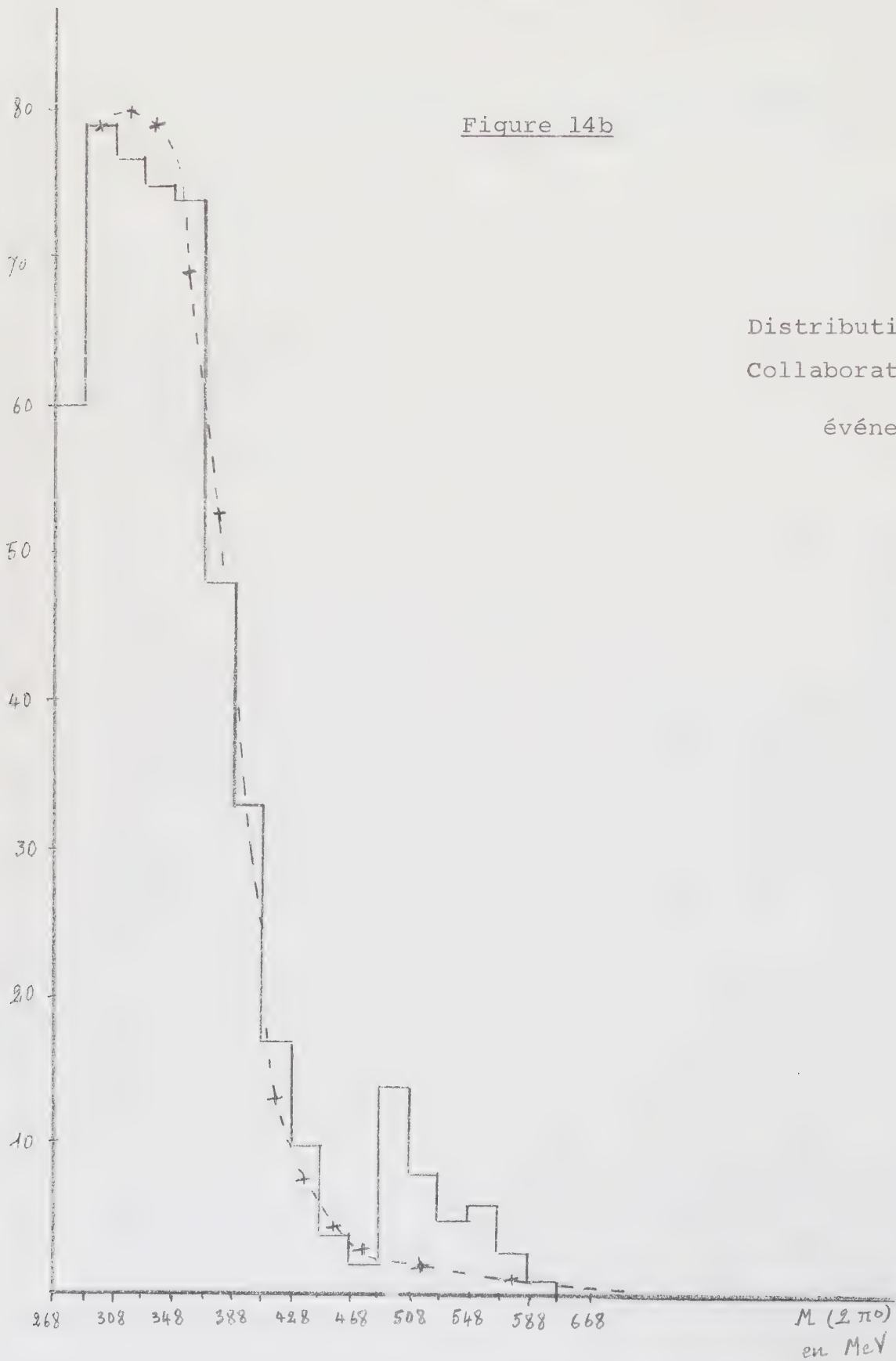
- Coupure en moment : le moment calculé de la particule X se désintégrant doit être compris entre 400 MeV/c et 2.0 GeV/c. Cette coupure qui enlève peu de vrais événements, permet d'éliminer quelques faux événements de configuration spéciale.

- Choix de la combinaison : une seule combinaison par événement a été prise dans l'histogramme. Cette combinaison est celle qui a le meilleur poids (voir p. 76). Nous avons vu que ce choix, qui réduit considérablement le bruit de fond, n'enlève

Figure 14a

Distribution de Masse
- Ecole Polytechnique -
640 événements





que 2 % de vrais événements.

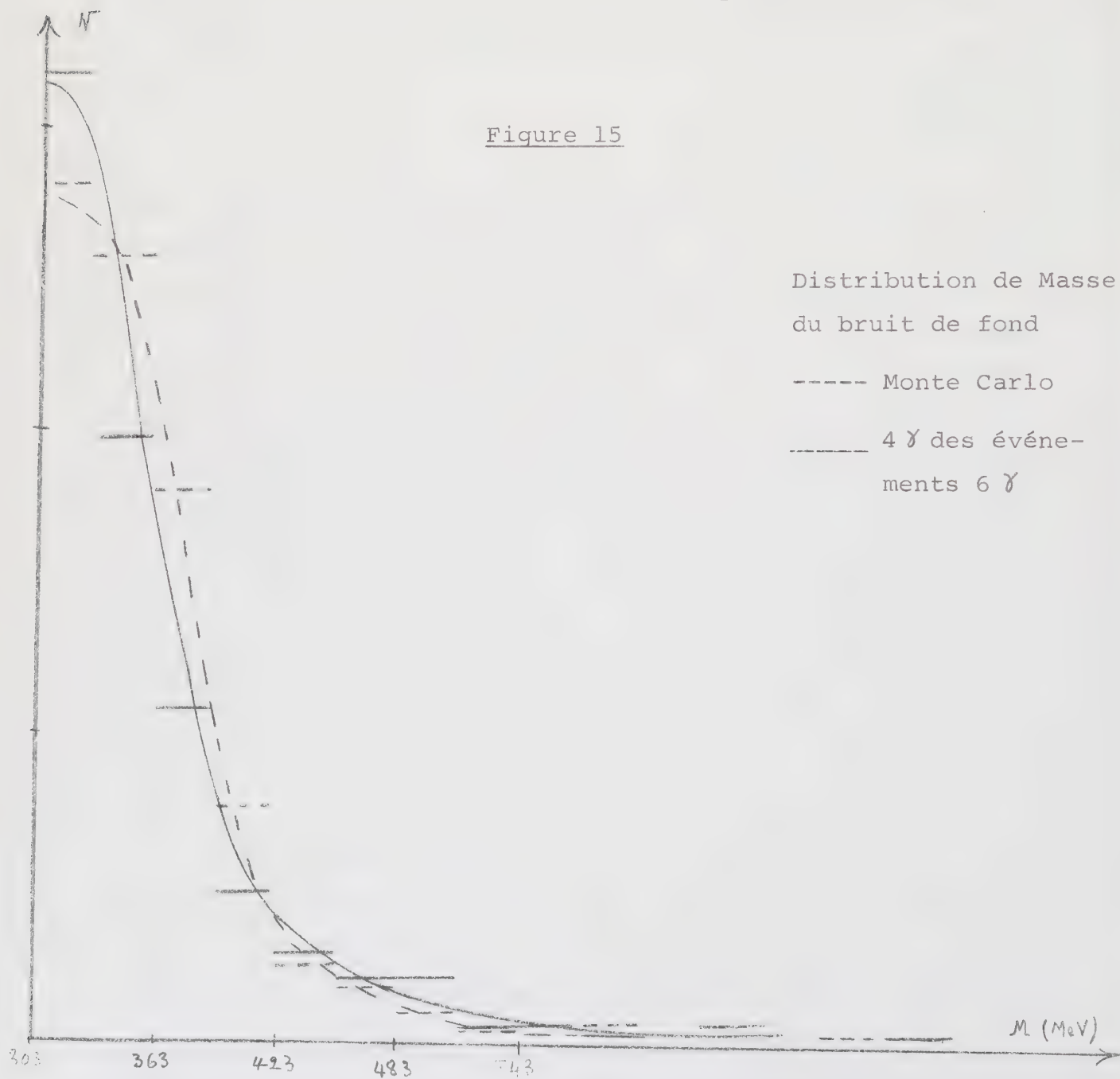
- Coupure en probabilité de χ^2 . Les événements ayant une probabilité de χ^2 inférieure à 10 % ont été éliminés. Une coupure en probabilité de χ^2 plus grande introduit une incertitude nettement plus grande sans diminuer notablement le bruit de fond.

b) Bruit de fond

Il nous reste à calculer le bruit de fond dû aux désintégrations $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$, où on n'observe que 4 γ provenant de la désintégration : nous voulons savoir le nombre de ces événements qui ont pu donner une masse de particule X dans la région de la masse du K_L^0 . Pour cette évaluation, nous avons deux possibilités : utiliser un lot d'événements $3 \pi^0$ générés par la méthode de Monte-Carlo, ou nous servir des événements à 6 γ mesurés au cours de l'expérience et qui sont de vrais $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$. Dans les deux cas, on "perd" 2 des γ , on fait subir aux 4 γ restants le traitement subi par les événements expérimentaux, et on trace l'histogramme de masse obtenue sur ces événements. La méthode de Monte-Carlo présente l'avantage de générer toutes les configurations possibles, mais l'obligation de déformer les variables afin de tenir compte des erreurs de mesure introduit une difficulté qui n'est qu'approximativement résolue. L'utilisation d'événements 6 γ réellement mesurés tourne cette difficulté mais il est évident que nous n'étudions pas toutes les configurations $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0 \rightarrow 6 \gamma$ possibles, et nous introduisons donc une erreur systématique.

Les deux méthodes ont été appliquées et il a été trouvé

que les courbes de masse obtenues coïncidaient dans la région de la masse du K_L^0 , où le nombre d'événements est bas. La figure 15 montre les deux courbes : en pointillé le Monte-Carlo, en continu le bruit de fond obtenu à partir des événements 6γ .



c) Nombre de $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$

Nous avons finalement effectué une coupure en masse, et avons calculé le nombre de $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ donnant une masse dans la bande 468-568 MeV. Cette bande a été choisie parce que contenant la majeure partie des événements $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$, pour peu d'événements de bruits de fond. Sur la figure 14b a été reporté le bruit de fond. On a :

Nombre d'événements 4γ	35 ± 6
Nombre d'événements bruit de fond	11 ± 2
Nombre de $K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0$ dans la bande 468-568 MeV.	24 ± 6.3

B - CALCUL DU RAPPORT

$$R = \frac{K_L^0 \rightarrow 2 \pi^0}{K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0}$$

Dans l'expérience on a observé 17150 événements $n \gamma$, soit 17150 désintégrations $K_L^0 \rightarrow 3 \pi^0$; pour calculer R il nous faut tenir compte de toutes les efficacité calculées et des effets de coupure. Le tableau ci-après rappelle tous les chiffres et permet de calculer le nombre corrigé de $3 \pi^0$. L'efficacité de sélection a été dotée d'une erreur suffisamment grande pour être compatible avec 100 % à un écart, ceci pour tenir compte du fait que l'efficacité calculée est évaluée sur des événements 4γ et non sur des événements $2 \pi^0$. L'efficacité de la cinématique représente la proportion d'événements $2 \pi^0$ dont la masse de la combinaison avec le meilleur poids est comprise entre 468 et 568 MeV/c².

$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ dans la chambre	. 65 $\pm$.05
efficacité de sélection	. 85 $\pm$.15
événements non mesurables	. 80 $\pm$.02
coupure de Bremsstrahlung $\star$	. 92 $\pm$.02
efficacité de la cinématique $468 < m < 568 \text{ MeV}/c^2$	. 90 $\pm$.04
coupure en moment	. 93 $\pm$.03
coupure en probabilité de χ^2 (10 %)	. 90 $\pm$.01
facteur correctif	. 31 $\pm$.06

Avec ces chiffres nous obtenons :

$$R = \frac{24 \pm 6.3}{(.31 \pm .06) \times 17150}$$

(Nous négligeons l'erreur statistique sur le nombre de $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$)

D'où :

$$R = (4.6 \pm 1.5) \times 10^{-3}$$

$\star$ Cette coupure a été faite par les deux autres laboratoires qui ont éliminé les événements où 2 γ faisaient un angle faible (inférieur à .2rd) et pouvaient donc simuler 1 γ et 1 γ de Bremsstrahlung.

C - DISCUSSION SUR η_{00}

Nous calculons $|\eta_{00}|^2$

$$|\eta_{00}|^2 = \frac{K_L^0 \rightarrow 2\pi^0}{K_S^0 \rightarrow 2\pi^0} = \frac{K_L^0 \rightarrow 2\pi^0}{K_L^0 \rightarrow 3\pi^0} \times \frac{K_L^0 \rightarrow 3\pi^0}{K_L^0 \rightarrow \text{les modes}} \times \frac{\sigma(K_S^0)}{\sigma(K_L^0)} \times \frac{K_S^0 \rightarrow \text{les modes}}{K_S^0 \rightarrow 2\pi^0}$$

$$= (4.6 \pm 1.5) \times (.215) \frac{.862 \times 10^{-10}}{5.38 \times 10^{-8}} (.316 \pm .04)$$

$$|\eta_{00}|^2 = 5.0 \pm 1.6$$

$$|\eta_{00}| = 2.20 \pm .37$$

a) Situation expérimentale

Il y a actuellement un certain nombre de résultats publiés sur $|\eta_{00}|$. Toutes les autres expériences faites sont des expériences d'électronique. On peut les diviser en deux classes suivant leur méthode de normalisation. Dans la première classe nous trouvons les expériences qui, comme la nôtre, se normalisent en utilisant le mode $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Les expériences mesurent d'abord R et en déduisent η_{00} . Nous avons :

R	$ \eta_{00} $	
4.6 ± 1.5	5.0 ± 1.6	Notre expérience
4.6 ± 1.1	5.1 ± 1.2	(Banner et al) ⁽⁵⁾
13.1 ± 3.1	14.1 ± 3.4	(Hawai) ⁽⁶⁾

Nous voyons déjà des incompatibilités dans cette classe. La seconde catégorie utilise un régénérateur pour se normaliser, et permet donc la mesure directe de $|\eta_{00}|$. Les résultats sont :

$$|\eta_{00}| = -2 \pm 7 \quad (\text{Barlett et al})^{(7)}$$

$$13 \pm 4 \quad (\text{Gaillard et al})^{(8)}$$

$$10.2 \pm 4.5 \quad (\text{Chollet et al.})^{(9)}$$

Il est difficile de conclure. Faire une moyenne entre des résultats difficilement compatibles n'a pas grand sens. La seule conclusion possible au vu de l'ensemble de ces résultats est que le mode de désintégration $K^0_L \rightarrow 2\pi^0$ existe.

b) Discussion théorique de notre résultat

Lors de l'exposé théorique de ce travail, nous avons introduit les paramètres $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ où $\mathcal{E}$ représente l'adjonction d'une composante $CP = +1$ dans le méson K neutre à longue vie, et où $\mathcal{E}'$ est proportionnelle à une amplitude violant $\Delta I = 1/2$ et la conservation de CP. Nous avons vu que l'on a :

$$\eta_{+-} = \mathcal{E} + \mathcal{E}'$$

$$\eta_{00} = \mathcal{E} - 2\mathcal{E}'$$

Un certain nombre de théories millifaibles et la théorie superfaible prédisent que le facteur $\mathcal{E}'$ doit être nul. Dans ce cas on doit avoir :

$$\eta_{+-} = \eta_{00}$$

On connaît actuellement $|\eta_{+-}| = (1.90 \pm .05) \times 10^{-3}$

On a donc :

$$\frac{|\eta_{00}|}{|\eta_{+-}|} = 1.16 \pm .20$$

On peut donc dire que le module de η_{00} est tout à fait compatible avec le module de η_{+-} . Si nous traçons le triangle de Wu-Yang comme indiqué dans l'introduction théorique, nous obtenons la figure 16 où la construction des deux vecteurs η_{00} possibles a été faite en portant les erreurs à 1 écart standard.

Il est certainement trop tôt pour conclure, et nous ne pouvons qu'insister sur la nécessité de faire de nouvelles mesures sur η_{00} .

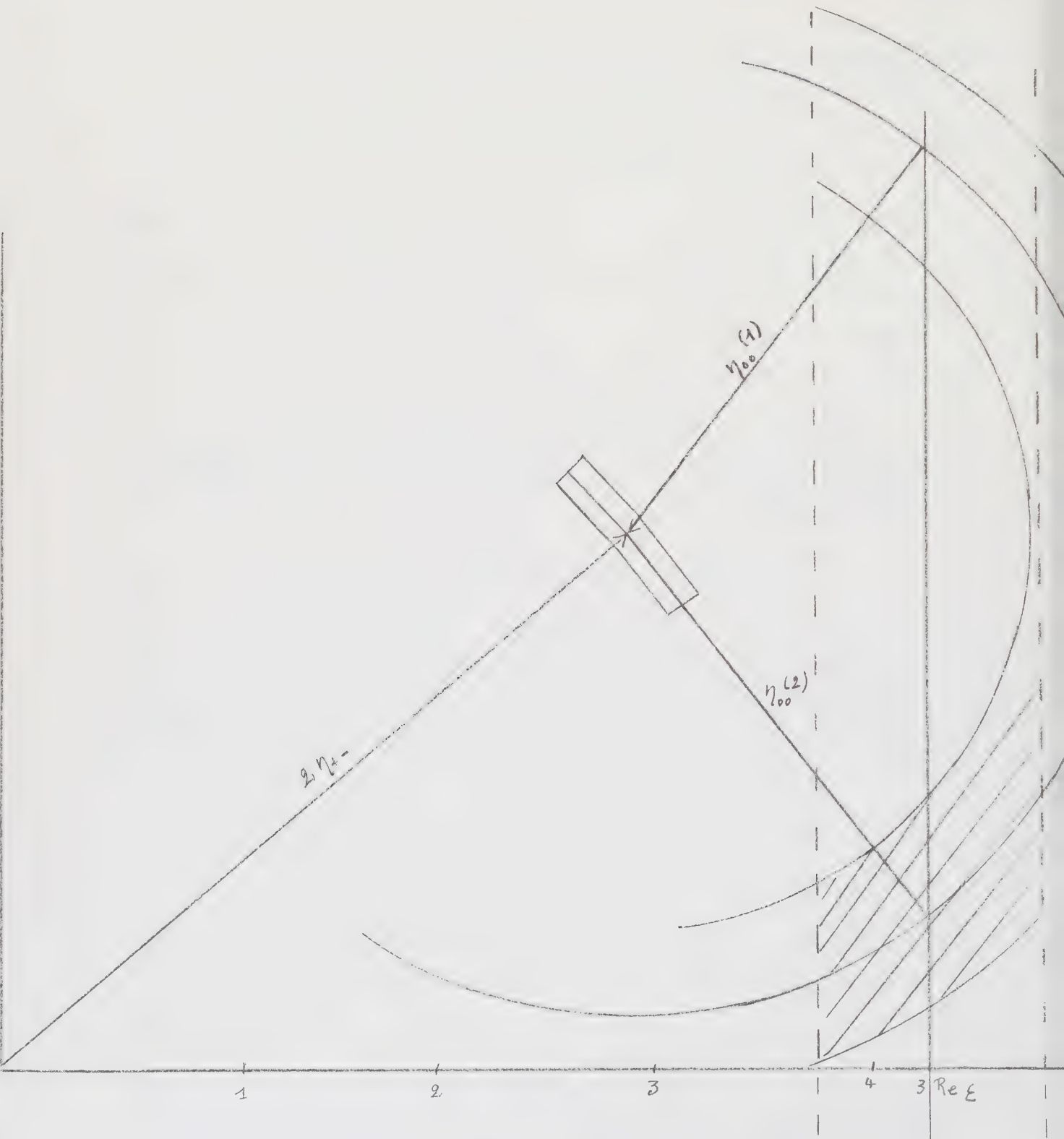


Figure 16

REFERENCES

- 1) Rochester G.D. (1947) Nature, London 160, 855
- 2) Gell-Mann M. (1953) Phys. Rev. 92, 833
Nakano T. and Nishijima K. (1953) Prog. Theor. Phys. Osaka 10, 581
- 3) Gell-Mann M. and Pais A. (1955) Phys. Rev. 97, 1387
- 4) Lande K. et al (1956) Phys. Rev. 103, 1901
- 5) Lee T.D. and Yang C.N. (1956) Phys. Rev. 104, 254
- 6) Landau L.D. (1957) Zh. eksp. teor. Fiz. 32, 405
- 7) Sachs R.G. and Treiman S.B. (1962) Phys. Rev. Lett. 8, 137
Pais A. Proc. Solvay Conf. (1961) Théorie des Champs (Stoops, Bruxelles)
- 8) Christenson J.H. et al. (1964) Phys. Rev. Lett. 13, 138
- 9) Abashian A. et al. (1964) Phys. Rev. Lett. 13, 243
- 10) Bell J.S. and Perring J.K. (1964) Phys. Rev. Lett. 13, 348
- 11) Bernstein J. Cabibbo N. and Lee T.D. (1964) Phys. Lett. 12, 146
- 12) De Bouard X. et al. Proc. Oxford International Conf. on Elementary Particles (1965)
- 13) Galbraith W. et al. (1965) Phys. Rev. Lett. 14, 383
- 14) Fitch V.L. et al. (1965) Phys. Rev. Lett. 15, 73
- 15) Levy M. and Nauenberg M. (1964) Phys. Lett. 12, 155
- 16) Laurent B. and Roos M. (1964) Phys. Lett. 13, 269
- 17) Messiah A.M. and Greenberg O.W. (1964) Phys. Rev. 136, B248
- 18) Lalovic D.I. (1968) Phys. Rev. Lett. 21, 1662
- 19) Wu T.T. and Yang C.N. Phys. Rev. Lett. 13, 380 (1964)

- 21) Proceedings of Oxford Int. Conf. on Elementary Particles (1965)
p. 231
 - 22) Prentki J. and Veltman M. Phys.Lett. 15, 88 (1965)
 - 23) Bernstein, Feinberg and Lee, Phys.Rev. 139, B1650 (1965)
Barshay Phys.Lett. 17, 78 (1965)
 - 24) Baglin C. et al. Phys.Lett. 24, B637
 - 25) Voir par exemple le rapport de T.D.Lee. Proceedings of the 13th
International Conference on High Energy Physics p. 78, qui donne
un certain nombre de références.
 - 26) Wolfenstein L. Phys. Rev. Lett. 13, 562 (1964)
-

Partie expérimentale

- 1) C.A.Ramm and L.Resegotti. Proceedings Intern. Conf. on Instrumen-
tation for High Energy Physics, Laurence Radiation Laboratory
1960, p. 127
- 2) Proceedings on the informal meeting on Geometry programmes for
Heavy Liquid Bubble Chambers, CERN 63-23
- 3) Thèse de L. Behr (Paris 1965)
- 4) Thèse de C. Pascaud (Orsay 1967)
- 5) Banner et al. Phys. Rev. Lett. 21, 1107 (1968)
- 6) Cence et al. Phys. Rev. Lett. 22, 1210 (1969)
- 7) Barlett et al. Phys. Rev. Lett. 21, 558 (1968)
- 8) Gaillard et al. Paper 139 Intern. Conf. on High Energy Physics
Vienne (1968)
- 9) Chollet et al. Conf. on weak interactions. CERN. 1969

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur Rousset qui m'a reçue dans son groupe et m'a permis de réaliser l'expérience faisant le sujet de cette thèse. Tout au long de ce travail il n'a cessé de s'y intéresser et de me prodiguer ses encouragements.

Je voudrais exprimer à Messieurs L. Behr et P. Beillièvre tout le plaisir que j'ai éprouvé à travailler avec eux au long des trois années qu'a duré cette expérience. Ils m'ont guidée pendant ce travail et m'ont enseigné la physique des hautes énergies depuis le dépouillement des photos jusqu'aux mystères du maximum de vraisemblance dans une atmosphère amicale et détendue dont je leur suis reconnaissante. Je remercie aussi Messieurs J. Van der Velde et M. Schiff pour leur participation à cette expérience ainsi que tous les autres physiciens du groupe liquides lourds.

Ma reconnaissance va aussi à tous les membres de la collaboration en particulier Messieurs B. Aubert, C. Pascaud et Ph. Heusse d'Orsay et les physiciens du département NPA au CERN.

Que tous ceux qui ont construit le faisceau et assuré le bon fonctionnement de la chambre au cours des longues semaines de prises de photo en été 1966 soient remerciés pour le soin qu'ils y ont apporté.

Le délicat dépouillement de ces photographies et leur mesure ont été menés à bien grâce au dévouement de Madame Le Poec et de Messieurs R.Morano et B.Rein. A eux tous je tiens à exprimer ma gratitude.

Je remercie Mademoiselle H.Noir pour l'amabilité et la compétence avec lesquelles elle a déchiffré et dactylographié mon manuscrit, ainsi que Monsieur G.Arrousse qui a polycopié le texte.

J'exprime enfin ma reconnaissance au Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation de recherche.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Paris, le 18 Septembre 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



G. Poitou

G. POITOU.

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PERMIS D'IMPRIMER

Doctorat d'ETAT

Thèse de SCIENCES PHYSIQUES

Nom NIHOUL ép. BOUTANG

Prénoms Geneviève Edith

Date et lieu de naissance 12 Mars 1942 à UCCLE (Belgique)

SUJETS :

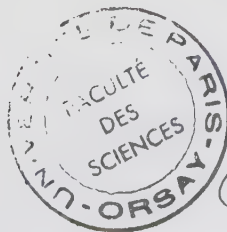
1^{re} Thèse : " Etude de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ ".

2^e Thèse : (Propositions données par la Faculté)

Vu et approuvé :

Orsay, le 18 Septembre 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences d'Orsay,



G. Poitou
G. POITOU.

